

SÉRIE A, N° 2842

N° D'ORDRE :

3713

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

RENÉ CHALLANDE

PREMIÈRE THÈSE :

COMPORTEMENT DES PARTICULES SPHERIQUES
CONDUCTRICES MICRONIQUES ET SUBMICRONIQUES
DANS LE CHAMP ELECTRIQUE IONISE INTENSE

DEUXIÈME THÈSE :

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 14 Juin 1955, devant la Commission d'examen

MM. E. DARMOIS, *Président*

PAUTHENIER }
ESCLANGON } *Examineurs*

IMPRIMERIE L'UNION TYPOGRAPHIQUE

26, Rue Jules-Guesde

VILLENEUVE-SAINT-GEORGES (S.-&-O.)

1956

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	LAPORTE	T	Physique générale et Radioactivité.
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique	JANET	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	PETIT	T	Biologie maritime.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
PAUTHENIER	T	Electrotechnique générale.	GALLIEN	T	Embryologie.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	EICHHORN	T	Biologie végétale (P.C.B.).
JOB	T	Chimie générale.	DE CUGNAC	T	Biologie végétale (P.C.B.).
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie-physique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	THELLIER	T	Physique du Globe.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	AUDUBERT	T	Electrochimie.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	L'HÉRITIER	T	Génétique.
M. CURIE	T	Physique (P.C.B.).	GRIVET	T	Radioélectricité.
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	PONCIN	T	Mécanique des fluides.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	THIRY	T	Mécanique appliquée.
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
Jacques BOURCART..	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	QUELET	T	Chimie organique.
M ^{me} JOLIOT-CURIE...	T	Physique nucléaire et Radioactivité.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
PLANTEFOL	T	Botanique.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
CABANNES	T	Recherches physiques.	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés.	JUNG	T	Pétrographie.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	TRILLAT	T	Chimie physique.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	WIEMANN	T	Chimie (M.P.C.).
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste.
WYART	T	Minéralogie.	VASSY		Physique de l'atmosphère.
TEISSIER	T	Zoologie.	DESTOUCHES		Théories physiques.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	M. PRUVOST	T	Géologie.
P. AUGER	T	Physique quantique et relativité.	AMIEL	T	Chimie (P.C.B.).
MONNIER	T	Physiologie des fonctions.	HOCART	T	Minéralogie.
PIVETEAU	T	Géologie.	J.-P. MATHIEU	T	Physique (P.C.B.).
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	MAY	T	Biologie animale (P.C.B.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.	CHOQUET	T	Calcul différentiel et intégral.
FAVARD	T	Mécanique générale.	FELDMANN		Biologie (P.C.B.).
COULOMB	T	Physique du Globe.	GUINIER	T	Physique (P.C.B.).
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (P.C.B.).	JOST	T	Biologie (P.C.B.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	FORTET		Calcul des probabilités.
P. DRACH	T	Zoologie.	SCHWARTZ	T	Méthodes mathématiques de la physique.
KASTLER	T	Physique.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
EPHROSSI	T	Génétique.	MALAVARD	T	Aviation.
WURMSER	T	Biologie physico-chimique	BRELOT	T	Calcul différentiel.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.).	NORMANT	T	Chimie (P.C.B.).
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).	BÉNARD		Chimie (P.C.B.).
LUCAS	T	Physique.	BUVAT		Botanique (E.N.S.).
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	DUGUÉ		Statistiques mathématiques.
ARNULF	T	Optique appliquée.	GELOSO		Chimie (S.P.C.N.).
MAX MORAND	T	Physique.	SOULAIRAC		Psychophysiologie.
SOLEILLET	T	Physique.	ULRICH		Physiologie végétale.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
DANJON	T	Astronomie.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
FROMAGEOT	T	Chimie biologique.	CHADEFAUD		Botanique.
			DESTRIAU		Physique (M.P.C.).
			M ^{lle} LE BRETON		Physiologie générale.
			SALEM		Mathématiques générales.

Secrétaire Général Ch. MONIER

SÉRIE A, N° 2842

N° D'ORDRE :

3713

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

RENÉ CHALLANDE

PREMIÈRE THÈSE :

**COMPORTEMENT DES PARTICULES SPHERIQUES
CONDUCTRICES MICRONIQUES ET SUBMICRONIQUES
DANS LE CHAMP ELECTRIQUE IONISE INTENSE**

DEUXIÈME THÈSE :

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 14 Juin 1955, devant la Commission d'examen

MM. E. DARMOIS, *Président*

PAUTHENIER

ESCLANGON

} *Examineurs*

IMPRIMERIE L'UNION TYPOGRAPHIQUE

26, Rue Jules-Guesde

VILLENEUVE-SAINT-GEORGES (S.-&-O.)

—
1956



A Monsieur MARCEL PAUTHENIER
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris

Hommage de profond respect.

A ANDRÉE,
FRANÇOISE,
JEAN-FRANÇOIS,
PIERRE-YVES
et DOMINIQUE CHALLANDE

Témoignage d'affection familiale.

REMERCIEMENTS

Je tiens à témoigner ma profonde gratitude à M. PAUTHENIER, professeur à la Faculté des Sciences de Paris, directeur du Laboratoire des hautes tensions de Bellevue. Il m'a dirigé avec sa grande expérience dans ces recherches, et m'a aidé de ses précieux conseils. J'ai pu profiter des installations des Laboratoires de Bellevue, et j'exprime à MM. GONDET et QUEVRON, directeur et sous-directeur de ces Laboratoires, ma reconnaissance pour les facilités qu'ils m'ont accordées, en me permettant d'utiliser les divers services généraux de l'établissement, ainsi qu'au personnel du Laboratoire.

Je remercie M. GRIVET, directeur du Laboratoire d'Optique électronique de l'Ecole Normale Supérieure d'avoir mis à ma disposition ses appareils perfectionnés, ainsi que MM. GONSALVES et TRISTRAM, techniciens de la Microscopie électronique, qui ont collaboré à l'obtention des meilleurs clichés de cet ouvrage.

Je dois une profonde reconnaissance à M. LABEYRIE et au personnel du Laboratoire d'appareillage électrique du Commissariat à l'Energie atomique, qui m'ont accueilli amicalement à Saclay, pour poursuivre mes études sur les particules marquées.

Je remercie M. HEIM DE BALSAC, professeur au Conservatoire des Arts et Métiers, qui m'a confié des travaux qui m'ont fourni l'occasion d'appliquer mes résultats hors du laboratoire.

Le présent travail a bénéficié d'une allocation du Centre National de la Recherche Scientifique, et j'exprime à M. le Directeur de cet organisme, mon profond respect.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552212_0037

COMPORTEMENT DES PARTICULES SPHÉRIQUES CONDUCTRICES MICRONIQUES ET SUBMICRONIQUES DANS LE CHAMP ÉLECTRIQUE IONISÉ INTENSE

INTRODUCTION

L'action du champ électrique ionisé sur des éléments solides de petites dimensions a été connue expérimentalement dès le début du siècle. Utilisée très rapidement comme moyen de précipitation, d'un intérêt industriel considérable, elle a fait l'objet d'études minutieuses. Des ingénieurs et des physiciens de diverses nationalités ont apporté la contribution de leurs travaux, à un ensemble qui, aujourd'hui, appartient à la physique classique. Une théorie, solidement établie, guide le choix des expériences qui la confirment. Seule la difficulté des observations des particules employées semblaient restreindre le champ des mesures dans le domaine des dimensions les plus faibles. Notre première étude a été de vérifier cette théorie pour des dimensions de particules un peu inférieures à celles qui avaient fait l'objet du travail de nos prédécesseurs, c'est-à-dire le centième de millimètre. Nous avons

d'abord examiné des particules que nous avons rendues sphériques, de dimensions comprises entre un et dix microns de rayon : les particules microniques. Nous avons pu suivre la validité de la théorie, et les corrections que l'on avait pressenties devaient se montrer très faibles.

Poursuivant nos recherches, nous avons abordé le domaine inexploré des particules au-dessous du micron : les particules submicroniques. Les méthodes expérimentales employées ont différé de celles qui avaient été utilisées pour les particules plus grosses.

Les résultats de nos travaux nous ont montré que nous étions bien en présence de phénomènes nouveaux. Notre exposé constitue une introduction à l'étude de la précipitation électrique des submicroniques. Il est à souhaiter que la dimension de 0,01 μ M, à laquelle nous nous sommes arrêtés, ne soit qu'une borne provisoire à nos connaissances et que ces dernières ne connaissent d'autres frontières que la dimension de la molécule.

I. — LE CHAMP ÉLECTRIQUE IONISÉ

1. PRODUCTION D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE IONISÉ PAR EFFET COURONNE

Un fil métallique fin, tendu dans l'axe d'un conducteur cylindrique relié à la terre se comporte comme l'armature interne d'un condensateur, tant que la tension appliquée reste faible. Quand on porte le fil à un haut potentiel continu V_m , il s'entoure d'une gaine lumineuse, en même temps qu'on constate que l'espace cylindrique est traversé par un courant. La valeur minimum V_0 du potentiel pour lequel ces phénomènes apparaissent est dite « potentiel de seuil ». Dans la gaine lumineuse se produit une ionisation par choc et se forment des ions des deux signes. Dans la régions obscure, de beaucoup la plus étendue, on ne trouve que des ions de même signe, celui de la tension appliquée au fil. L'ionisation est dite homopolaire.

2. ETUDE THÉORIQUE DU CHAMP ÉLECTRIQUE IONISÉ DANS UN CYLINDRE

Cette étude, commencée par J. J. Thomson [1], a reçu une solution définitive fournie par les tra-

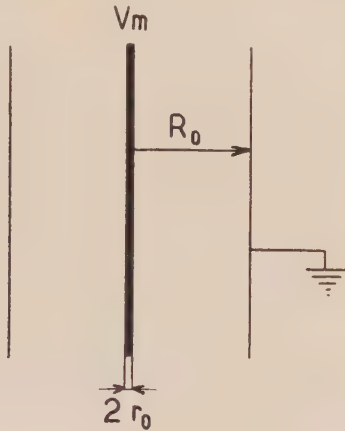


FIG. 1. — Schéma de principe.

vaux de M. le professeur Pauthenier [2] et ses élèves [3].

Nous ne ferons qu'en résumer les résultats.

a) Désignons (fig. 1) par R_0 le rayon du cylindre, par r_0 le rayon du fil, par r la distance d'un point intérieur du cylindre à son axe. D'autre part, appelons $\rho = \rho(r)$ la densité électrique en un point M

et i le courant d'ionisation. Nous désignerons par k la mobilité des ions, supposée constante.

L'équation de Poisson dans ces conditions s'écrit en coordonnées cylindriques :

$$\frac{d^2V}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} + 4\pi\rho = 0 \quad (1)$$

Dans l'état permanent on a :

$$\rho = \frac{i dt}{2\pi r dr} = \frac{i}{2\pi r kE} \quad (2)$$

en appelant E le champ au point M.

b) L'équation différentielle du problème :

$$r \frac{d^2V}{dr^2} + \frac{dV}{dr} - \frac{2i}{k} = 0 \quad (3)$$

donne par une première intégration la valeur du champ :

$$E = -\sqrt{\frac{2i}{k} + \frac{C^2}{r^2}} \quad (4)$$

Une seconde intégration fournit la valeur du potentiel au point M :

$$F(r) = C \log r + \sqrt{C^2 + \frac{2ir^2}{k}} - C \log \left(\sqrt{C^2 + \frac{2ir^2}{k}} + C \right) \quad (5)$$

$$V = F(r) - F(R_0)$$

C est déterminé par la condition :

$$V_m = F(r_0) - F(R_0)$$

c) Le champ est radial. Dans le cas d'une ionisation intense, le champ peut être considéré comme constant à quelques centimètres du fil.

Nous allons préciser cette condition dans le paragraphe suivant.

3. VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE DE LA CONSTANCE DU CHAMP

a) *Lois relatives à l'influence de l'humidité et de la nature des ions sur la mobilité des ions*

A) La connaissance du champ E à l'intérieur du cylindre est indispensable dans l'étude qui va suivre : c'est le champ qui détermine les trajectoires des particules et qui les précipite vers les parois. Le fait que le champ homopolaire est constant, dans l'espace, pour des conditions déterminées, permet des études plus faciles, et même de

résoudre des problèmes qui dans d'autres cas n'aboutiraient qu'à des solutions approximatives et laborieuses. Dans bien des cas, dès que les dimensions du cylindre deviennent réduites, il n'est plus question de mesurer directement le champ, mais la formule (4) permet de le calculer aisément.

Pour mesurer le champ à l'intérieur d'un cylindre, nous avons utilisé le procédé de la sonde incandescente. Le cylindre est de grandes dimensions par rapport à la sonde : son diamètre est de 40 centimètres, sa hauteur de 75 centimètres. Il est prolongé par deux cylindres de garde de même diamètre; la hauteur du plus petit est de 50 centimètres. Le fil, tendu suivant l'axe de l'ensemble, de 0,3 millimètres de diamètre, est raccordé à la source de haute tension. Cette dernière est fournie par un transformateur 110 volts/100 000 volts, dont le courant est redressé par kénotron et stabilisé par un condensateur de 0,004 microfarad (fig. 2, pl. I).

La sonde incandescente pénètre dans le cylindre par un trou d'un centimètre de diamètre (qui est ramené au diamètre exact de la tige de quartz par une rondelle verticale, pendant les mesures). Elle peut être portée à une tension de 30 kV, sans perturbations pour les mesures. L'isolement de tous

la distance à l'axe du cylindre pour 4 tensions différentes appliquées au fil.

Seules des quatre couples de courbes, celles qui correspondent à la tension appliquée de 60 kV sont des droites. Dans ce cas, il y a coïncidence des droites de polarité différente. Le champ correspondant a pour valeur 3 000 volts/cm.

R. Guillien [4] avait tracé le réseau des courbes théoriques de potentiel pour un cylindre de 15 centimètres, et la dernière courbe qui présentait une inflexion était relative à un champ de 2 800 volts/cm; la suivante, établie pour 3 200 volts/cm, est parfaitement rectiligne.

Pratiquement, nous pouvons dire qu'en utilisant des champs supérieurs à 3 000 volts/cm, nous sommes dans un champ constant.

b) *Loi relative à l'influence de l'humidité et de la polarité de la tension appliquée sur la mobilité des ions*

Les différents auteurs qui ont fourni des valeurs numériques pour la mobilité des ions, n'ont pas donné des résultats concordants. Par exemple, nous trouvons, dans le cas des ions positifs, des valeurs de k :

- 1,36 (Zeleny) [5];
- 1,60 (Langevin) [6];
- 1,54 (Wellisch) [7];
- 1,27 (Blanc) [8];

et, pour les ions négatifs :

- 1,87 (Zeleny);
- 1,70 (Langevin);
- 1,78 (Wellisch);
- 2,00 (Blanc);
- 2,18 (Loeb) [9].

Laporte [10] fournit les indications suivantes :

Pour les ions positifs, une série de valeurs de 0,8 à 2,00, avec un maximum de 1,27 pour l'air sec, et de 0,9 à 2,5 avec maximum 1,47 pour l'air humide.

Pour les ions négatifs, 1,3 à 3,3 avec maximum 2,16 pour l'air sec, et 1,3 à 2,8, avec un maximum 1,79 pour l'air humide.

Le choix de la valeur de k est trop vaste pour que nous puissions nous y référer, et les mesures précédentes ont été faites dans des champs faibles; aussi nous a-t-il paru préférable de calculer les mobilités dans les conditions de notre montage. L'humidité pouvait être annulée par la présence d'actigel dans l'enceinte, ou poussée à son maxi-

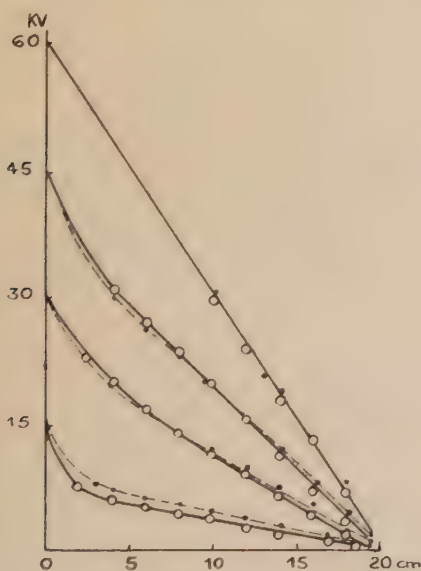


FIG. 3. — Valeur du potentiel en fonction de la distance du point de mesure à l'axe du cylindre (potentiels positifs en pointillé).

les conducteurs reliant la sonde aux appareils de mesure a été renforcé : câbles isolés et engagés dans des tubes de verre, épissures soudées et noyées dans de la paraffine.

La figure 3 résume nos résultats expérimentaux. Elle donne la valeur du potentiel en fonction de

num par l'introduction d'un courant de vapeur d'eau.

Nous aboutissons aux conclusions suivantes :

1° Dans l'air sec et dans les champs élevés, la mobilité des ions reste constante quand le champ varie; celle des ions positifs restant inférieure à celle des ions négatifs comme l'indique le tableau I.

TABLEAU I

(ions —)

(ions +)

TENSION DU FIL	CHAMP (V/cm)	VITESSE DES IONS (m/s)	k (—)	TENSION DU FIL	CHAMP (V/cm)	VITESSE DES IONS (m/s)	k (+)
— 60 000	3 000	52	1,735	+ 60 000	3 000	48	1,575
— 62 000	3 072	54	1,74	+ 62 000	3 070	49	1,58
— 70 000	3 500	61	1,74	+ 70 000	3 500	55	1,58
— 74 000	3 700	65	1,75	+ 74 000	3 700	59	1,60

Il y a lieu de remarquer que le parcours des ions du fil à la paroi se fait dans le temps maximum de 4.10^{-3} sec pour la tension la plus basse; les ions peuvent être considérés comme jeunes et de même âge.

2° La mobilité des ions négatifs décroît avec l'humidité. Celle des ions positifs est pratiquement indépendante du degré hygrométrique.

DEGRÉ HYGROMÉTRIQUE

	0	50	100
k +	1,575	1,57	1,555
k —	1,735	1,68	1,53

3° La constante C qui intervient dans F(r) diminue quand le champ augmente et prend la même valeur pour les ions positifs et négatifs.

TENSION DU FIL (kV)	ions négatifs C	ions positifs C
45	4,5	4,8
60	3,3	3,3

Ce résultat numérique, obtenu par un calcul assez long, peut être prévu par la formule de Popkov [11] qui s'écrit en utilisant nos notations :

$$E = \sqrt{\frac{2i}{k} + \frac{r_0^2}{r^2} \left(E_0 - \frac{2i}{k} \right)}$$

c'est-à-dire que nous aurions (en notant que E_0 est le champ sur le fil pour V_0) :

$$C^2 = r_0^2 \left(E_0 - \frac{2i}{k} \right)$$

D'après le physicien russe, le champ à la surface du fil est constant quelle que soit la tension appliquée V_m . Cette hypothèse, du reste, n'a pas encore été contrôlée. Comme i croît en même temps que V_m , C diminue.

Les valeurs numériques que nous avons relevées, en l'absence de toute hypothèse, montrent que l'approximation utilisée par M. Pauthenier,

$E = -\sqrt{\frac{2i}{k}}$ est tout à fait légitime pour des hautes valeurs de la tension appliquée.

II. — APPAREILS ET MÉTHODE DE PRÉLÈVEMENT

1. PRINCIPE D'UN ANALYSEUR ÉLECTRIQUE IONISANT POUR FINES PARTICULES

Un analyseur électrique est un appareil utilisant les propriétés du champ électrique produit par effet couronne, tel qu'il a été défini au chapitre précédent, et aménagé de telle façon qu'on puisse recueillir commodément les particules qui le traversent. Les organes essentiels d'un tel appareil sont donc un cylindre, un fil ionisant et un producteur de haute tension continue, déjà rencontrée dans

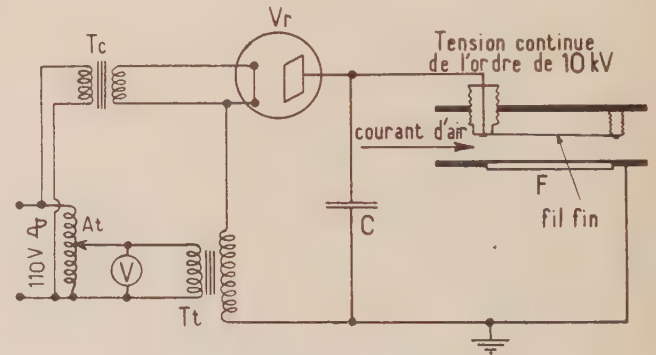


FIG. 4. — Dispositif expérimental.

l'appareil vertical utilisé dans l'étude du champ, et, en plus, un dispositif permettant d'amener des particules dans le tube, et un autre destiné à recueillir le dépôt sur les parois.

Pour des particules inférieures à 10 microns, l'action de la pesanteur est négligeable; on les entraîne par un courant d'air; une soufflerie placée à une extrémité du tube cylindrique disposé horizontalement, aspire l'air et entraîne les particules de l'atmosphère au voisinage de l'entrée (fig. 4).

Les caractéristiques de l'appareil qui a été utilisé

dans la plus grande partie de nos essais avaient les valeurs suivantes :

Diamètre du cylindre :	
intérieur	38 millimètres.
extérieur	40 millimètres.
Longueur (sans ventilateur)	1 mètre.
Longueur utile du fil ionisant	86 centimètres.
Diamètre du fil ionisant...	18/100 de mm.
Production de la haute tension par transformateur.	110 volts/15 000 volts.
Chauffage du kénotron sous une tension de	6 à 8 volts.
Condensateurs de stabilisation	0,13 microfarad.
Variation de la haute tension par alternostat sur le primaire.	
Vitesses du courant d'entraînement variant de...	
à ...	0,20 m/sec.
par introduction de diaphragmes à la sortie, ou chute de tension dans une résistance montée sur le circuit d'alimentation du moteur de l'aspirateur.	20 m/sec.

La tension du fil peut atteindre 15 400 volts sans occasionner d'amorçage. La caractéristique : courant d'ionisation en fonction de la tension appliquée au fil, est donnée par la figure 5.

2. PRODUCTION DE PARTICULES SPHÉRIQUES

Les corrections apportées aux lois générales sur les mouvements des sphères dans les fluides sont, comme nous le verrons, très importantes quand les solides ont des dimensions microscopiques. Pour des dimensions de même ordre, en utilisant des particules quelconques, on se trouve amené à des hypothèses et des approximations incompatibles avec des mesures précises. Aussi avons-nous produit nous-même des particules sphériques en utilisant l'appareil présenté par la figure 6.

Le four est préalablement chauffé pendant une heure. L'air comprimé, issu de la couronne du brûleur, active la combustion du gaz, tandis que celui qui pénètre dans le four par l'orifice axial entraîne la matière première. Celle-ci est constituée par des déchets de verrerie finement broyés. Un

long tube, entouré d'un manchon où circule l'eau froide, prolonge le four et les particules de verre, liquides à la sortie du four, se solidifient en conser-

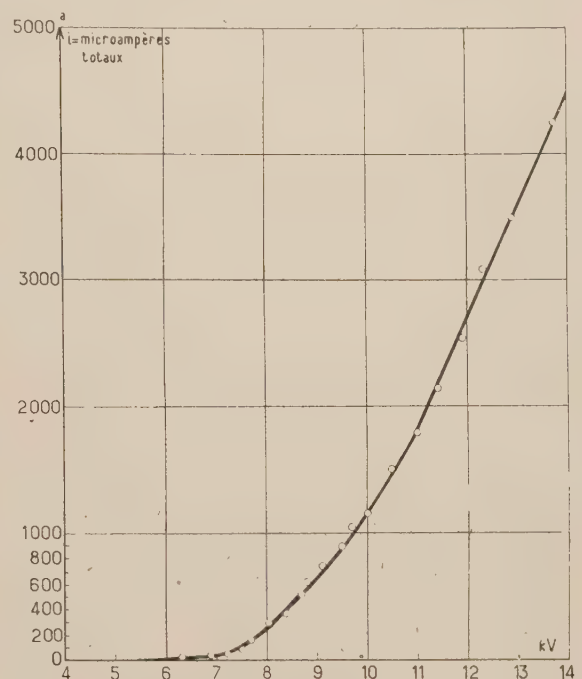


FIG. 5. — Courant d'ionisation en fonction de la tension appliquée au fil.

vant la forme sphérique acquise dans le four. Un précipiteur électrique, amovible en bout d'axe, peut, le cas échéant, permettre d'éliminer les sphérules

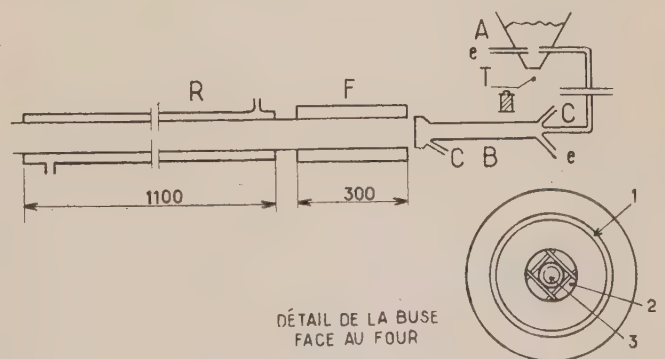


FIG. 6. — Appareil de production des sphérules.

A. Récipient recevant le verre pulvérisé. — B. Brûleur. — C. Conduite de gaz. — F. Four. — R. Réfrigérant. — T. Trembleur. — e. Conduite d'air comprimé.
1. Couronne d'arrivée du gaz. — 2. Couronne d'arrivée du mélange gaz-air comprimé. — 3. Tube d'arrivée des particules.

trop grosses pour des essais où elles seraient gênantes.

On peut, soit se servir des sphérules recueillies

dans le précipiteur pour reconstituer une atmosphère, soit travailler en bout de four, avec ou sans élimination des sphérules de gros diamètres.

3. MÉTHODE DE COLLECTE DES SPHÉRULES PRÉCIPITÉES

La connaissance des points d'impact des particules sur les parois du cylindre est d'une importance primordiale. Il ne saurait être question de faire des prélèvements sur les parois du cylindre par grattage, procédé appliqué dans les chambres de dépoussiérage où l'on est en présence de solides de l'ordre d'un millimètre. De plus, un des avantages concernant l'étalement des dépôts, dont nous verrons plus loin l'intérêt, serait supprimé.

Nous avons trouvé que le procédé le plus avantageux consistait à former des dépôts sur film cinématographique de 36 millimètres. Sur la paroi du cylindre, suivant ses génératrices, sont découpées des échancrures de 26 centimètres de long et de 1 centimètre de large. Elles sont, dans l'appareil précédemment cité, au nombre de trois et situées à la partie supérieure. Sur ces ouvertures sont placés les films de prélèvement, pressés par une baguette métallique cylindrique. La surface intérieure du tube est ainsi fidèlement reconstituée. Dans le montage, toute communication entre l'intérieur et l'extérieur du cylindre susceptible d'amener une fuite, est absolument bannie.

Un tel film ne capterait rien si un traitement préalable ne l'avait pas rendu conducteur. Ce traitement se fait après le fixage du film dans l'hyposulfite, opération qui doit le rendre transparent. Nous avons utilisé le « Microfile Kodak » qui permet de bonnes observations microscopiques. Après fixage et lavage, on procède à l'immersion dans l'eau acidulée par l'acide acétique à 3 pour 1 000. Une variation, même notable, de l'acidité par excès n'est pas une cause d'insuccès. Le film est ensuite séché incomplètement. Aucune gouttelette d'eau ne doit évidemment adhérer à la face sensible, mais la gélatine doit rester molle. Le film est alors prêt pour être serré sur son logement sur le tube. On dispose de quelques dizaines de minutes pour opérer. Un séjour prolongé du film sur l'échancrure ne conduit pas nécessairement à une absence de précipitation par suite de la siccité de la gélatine. Pour quelques prélèvements rapides, dans l'industrie, nous nous en sommes contentés en vue d'études qualitatives; mais en règle générale, il faut éviter d'utiliser des films dans de telles conditions : l'adhérence des sphères est plus incertaine et l'écoulement du courant électrique moins régulier.

III. — MÉTHODES SPÉCIALES D'OBSERVATION

1. INSUFFISANCE DU MICROSCOPE OPTIQUE

Il est essentiel pour notre étude, et également pour les applications de l'analyseur « électrostatique », que les particules déposées soient dénombrées avec soin et calibrées avec précision.

Les plus grands diamètres que nous avons été amené à considérer ne dépassent pas 20 μ . C'est le domaine du microscope optique et nous l'avons employé pour le repérage des particules dont le rayon dépasse le micron. L'immersion est à rejeter : les sphérules immergées se détachent de la gélatine du film de précipitation, et on n'observe plus l'image fidèle du dépôt.

Pour pousser plus loin notre étude, nous avons fait appel à d'autres méthodes :

1° Pour suivre les variations de la densité du dépôt le long de l'analyseur, nous avons utilisé la radioactivité.

2° Pour caractériser individuellement les particules et les dénombrer par dimensions en un point d'abscisse donnée, nous avons adopté le microscope électronique comme appareil d'observation.

En ce qui concerne la radioactivité, nous rappellerons d'abord que l'émission α fait l'objet de nombreuses communications de la part des physiciens qui étudient les aérosols [12], [13], [14], et qu'elle fut la première que nous avons utilisée. Ensuite, nous examinerons l'émission β par la méthode que nous avons mise au point et nous conserverons cette méthode pour exprimer nos résultats.

2. PARTICULES RADIOACTIVES NATURELLES EMISSION α

Nos premiers essais avaient pour but de contrôler la possibilité de précipiter électriquement les particules radioactives [15]. Nous nous sommes servi de poudres de minerai de thorium ou d'uranium. Après précipitation, les films étaient appliqués 24 heures sur une plaque Ilford C qui, après développement, montrait les trajectoires rectilignes caractéristiques des hélions. Mais, dans la région où l'on précipite les particules invisibles au microscope, le nombre de traces issues d'un même point radian (oursin) ne dépasse pas 3 et il serait risqué d'utiliser la formule empirique de J. A. Leary [16]. Toutefois, les films de précipitation placés sous un compteur à α nous ont permis de tracer les courbes

de radioactivité en fonction de la distance de l'origine au point étudié.

Nous n'avons pas poursuivi les précipitations des aérosols radioactifs naturels en vue de mesures qualitatives pour les raisons suivantes :

1° Les poudres de minerais naturels sont loin de se présenter comme des ensembles de sphères, ce qui est un inconvénient dirimant dans une étude qui se propose de relier les phénomènes aux dimensions des particules.

2° L'abondance des traces dans l'émulsion au voisinage de l'entrée de l'aérosol conduit à des dépouillements laborieux.

Il y a lieu de signaler que l'oxyde d'uranium UO_3 [17] se présentant sous forme de grains sphériques, pourrait, mais dans un domaine très particulier, servir à des vérifications.

Une étude des aérosols radioactifs naturels peut être facilitée par notre appareil. Mais c'est la connaissance du comportement des petites sphères qui nous le permettra.

M. H. Wilkening [18] a précipité dans un tube cylindrique à champ non ionisant, des particules radioactives de l'air atmosphérique, chargées électriquement par une boucle ionisante à l'entrée du

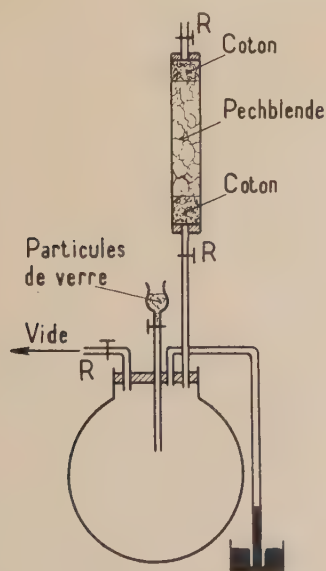


FIG. 7. — Marquage par adsorption.

tube. Il admet, à la suite de W. Deutsch. [19], [20], que la charge portée par une particule est proportionnelle au rayon de celle-ci; il admet que cette charge, acquise en moins de $2,5 \times 10^{-3}$ sec se conserve et que les dépôts sont homogènes, les dimensions des éléments croissant linéairement dans le sens du courant d'air, les diamètres allant de 0,005

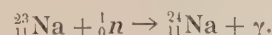
à 0,035 microns. Il est difficile d'avoir une opinion pour des particules si petites et pratiquement non mesurables. Pour des diamètres supérieurs à $0,04 \mu$, nous verrons que ces conclusions ne peuvent pas être appliquées.

J. Labeyrie, dans sa thèse [21], présente une méthode intéressante : adsorption par des particules formées d'oxyde de fer ou d'uranium du radon, qui a été ajouté à l'atmosphère dans laquelle elles sont en suspension. Nous nous sommes inspiré de cette méthode pour marquer des sphérules de verre (fig. 7). Dans un ballon de deux litres de capacité, on fait le vide. On établit, par une tubulure latérale, une communication avec l'atmosphère d'un récipient fermé contenant de la pechblende depuis plusieurs heures. En s'aidant de la dépression résiduelle, on introduit des sphérules de verre. Après un séjour d'une heure, les sphérules sont envoyées dans le tube de précipitation (fig. 8). Les films de dépôt sont placés au contact d'une plaque nucléaire et impressionnée par le rayonnement du radium A et du radium C', produits solides de la désintégration du radon et fixés sur les particules déposées sur le film (1).

La méthode est intéressante mais exige le dépouillement de la plaque, opération longue. La méthode suivante est beaucoup plus rapide.

Irradiation. — Emission β

Le sodium entre dans la proportion de 11 à 12 % dans la composition du verre des sphérules. Sous l'action des neutrons d'une pile, on obtient la transformation :



Le ^{24}Na est radioactif. La production de ce corps est particulièrement rapide. On obtient 0,7 microcuries par milligramme de produit soumis à un flux de $5 \cdot 10^9$ neutrons par seconde et par centimètre carré. Les produits que nous avons fait irradier dans la pile de Chatillon présentaient une radioactivité de 0,95 à 3,52 mc/gr de sodium. (la pile avait amélioré sa puissance au cours de l'année).

Le sodium radioactif présente une vie moyenne de 14 h, 9 [22]. Il donne un rayonnement β de

(1) On rappelle les durées de vie moyenne des produits de filiation du radon. Ci-dessous la valeur des périodes :

Radon	3,82 jours	émission α
Radium A	3,0 minutes	— α
Radium B	26,7 minutes	— β
Radium C	19,5 minutes	— β (99,7 %) et α
Radium C'	10^{-6} seconde	— α
Radium C''	2 minutes	

1,39 Mev et deux rayonnements γ de 1,38 et 2,75 Mev.

Les précipitations avec le produit radioactif se font dans les mêmes conditions que les précipitations décrites au chapitre précédent, sauf, bien entendu, les précautions destinées à protéger les opérateurs. Les bandes sont placées à un centimètre au-dessous d'un compteur cloche, et la radioactivité est mesurée soit par comptage, soit par intégration [23]. La méthode est sensible. 5 grammes du produit actif à un mètre de distance du compteur fournissaient, au cours d'une expérience, 92 coups/sec (mouvement propre 12). Sur notre film, une radioactivité de l'ordre de ce dernier résultat, avec un rendement $1/4$ pour le compteur correspond, comme le montre un calcul simple, à un dépôt de $24 \cdot 10^{-5}$ gramme par centimètre carré.

3. MICROSCOPIE ÉLECTRONIQUE

L'emploi du microscopique optique devient difficile dès que l'on doit observer des particules de dimensions voisines du micron. Le microscope électronique de Bellevue permet un grossissement de 12 000; celui du laboratoire du Professeur Grivet, à l'Ecole Normale Supérieure, a été utilisé pour les essais métriques jusqu'à son grossissement de 25 000, et un peu plus loin pour les travaux de prospection [24].

L'usage du microscope électronique ne change rien au principe de la précipitation. Mais le dispositif doit être modifié. Les longues échancrures de 26 centimètres de long, destinées à l'application du film, doivent être oblitérées par des surfaces cylindriques sur lesquelles on a prévu un dispositif de fixation des capsules porte-objet du microscope. Chaque constructeur a prévu un type de porte-objet propre à son appareil. Nous aurons donc à modifier le dispositif chaque fois que nous devrons travailler avec un microscope électronique de construction différente, ou même, dans le cas où le support des porte-objet dans le microscope a été modifié pour des raisons électroniques. La figure 9, planche I montre une baguette destinée à un travail avec un appareil CFR très modifié de Bellevue, et des capsules et rondelles destinées à l'appareil de l'Ecole Normale.

La partie délicate dans la construction de ces alvéoles de fixation, est la reconstitution aussi parfaite que possible de la surface cylindrique, qui comprend également la partie supérieure des porte-objet : les aspérités et les surfaces discontinues pourraient amener des effets de contre-émission.

Chaque baguette supporte dix capsules distantes les unes des autres de 25 millimètres.

Les porte-objet sont recouverts sur leur grille supérieure (C.N.R.S. Bellevue) ou sur orifice unique (E.N.S.) de parlodion. Cette opération est assez bien connue des usagers du microscope électronique, pour que je ne la décrive pas.

Un certain nombre d'auteurs se sont préoccupés du comportement électrique de la membrane et des risques de voir la dispersion (obtenue par des procédés totalement différents des nôtres), subir des altérations. La parfaite dispersion que l'on constate sur la totalité des clichés présentés dans ce travail prouve que ces soucis sont mineurs quand on prend quelques précautions élémentaires : fraîcheur des préparations, humidité convenable du courant d'air d'entraînement. Signalons que ces membranes ne supportent pas de précipitation de sphérules de plus de 3 microns de diamètre. La membrane percutée par une telle bille est détruite.

La plupart des préparations ont été ombrées à l'or. Les clichés étaient projetés sur un écran où le micron était représenté par 16 centimètres (à Bellevue). Pour des mesures rapides, l'image de la particule était inscrite dans un des cercles d'un gabarit de plexiglass perforé de trous dont le diamètre augmente de millimètre en millimètre, adapté du gabarit de Fairs [25], [26]. Les images étant des cercles, elles doivent coïncider avec l'un des cercles du gabarit.

Dans des mesures plus précises, avec un microscope grossissant 25 000 fois, une longueur de 0,03 micron est représentée sur l'écran par un centimètre; l'erreur dans une telle mesure ne dépasse guère 10 %.

IV. — PRÉCIPITATION DES PARTICULES DE DIMENSIONS SUPÉRIEURES AU MICRON

1. ETUDE THÉORIQUE DE LA CHARGE ÉLECTRIQUE DES PARTICULES SPHÉRIQUES DANS UN CHAMP IONISÉ

a) Position de notre étude

Le mécanisme de la charge d'une particule sphérique dans un champ ionisé a été exposé théoriquement par différents auteurs [27], [28], [29], [30], pour des dimensions de particules correspondant à un effet de charge négligeable de l'agitation thermique, c'est-à-dire de dimensions supérieures au micron. Parmi ces travaux, quelques-uns seulement ont été soumis à un contrôle expérimental. La

limite inférieure des rayons des particules servant à ces expériences atteignait 10μ . Nous résumons d'abord ces théories, et nous montrerons ensuite comment on peut les vérifier jusqu'à des diamètres de 3μ . Les écarts entre les résultats expérimentaux dans les mêmes conditions, et les prévisions théoriques lorsqu'on considère des particules plus petites, conduiront à établir de nouvelles propositions exposées dans le chapitre v.

b) *Charge acquise par une sphérule conductrice*
(fig. 10)

(Rappel de résultats classiques)

Considérons une sphérule conductrice,

- de rayon a ,
- de centre O,
- possédant une charge négative $-Q$,
- et placée dans un champ E.

Etudions les forces qui s'exercent sur un ion négatif de charge $-e$, placé au point A.

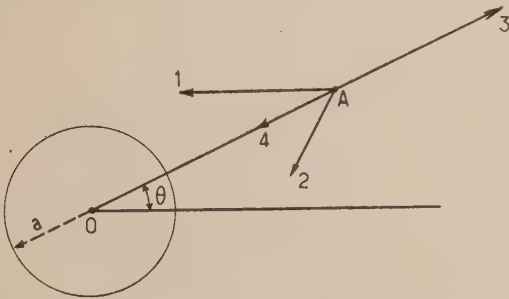


Fig. 10. — Forces agissant sur un ion.

Les coordonnées polaires θ et OA par rapport au centre O de la particule, et un axe OX parallèle à E, définissent la position de l'ion négatif.

Posons : $OA = a(1+v)$.

1° Le champ E exerce une force dont la projection sur le rayon vecteur est : $-Ee \cos \theta$.

2° L'inégalité de la répartition des charges sur la particule (doublet) se traduit par une force dont la composante radiale est :

$$-\frac{2Ee \cos \theta}{(1+v)^3}$$

3° Les charges que possède la sphère repoussent l'ion avec une force coïncidant avec le rayon vecteur :

$$\frac{eQ}{a^2(1+v)^2}$$

4° L'image électrique de A par rapport à la sphère située à son conjugué attire A. Cette attraction n'a

de valeur appréciable que pour A très voisin de la particule, et peut s'exprimer avec une approximation suffisante par :

$$\frac{e^2}{4a^2v^2}$$

Pour que l'ion se rapproche de la sphérule, il faut que la somme des composantes radiales soit négative.

$$F = -Ee \cos \theta \left[1 + \frac{2}{(1+v)^3} \right] + \frac{eQ}{a^2(1+v)^2} - \frac{e^2}{4a^2v^2} < 0. \quad (1)$$

Nous voyons par cette formule que les particules ont d'autant plus d'aptitude à attirer des ions que les charges qu'elles portent sont plus faibles. Le seul terme positif est proportionnel à la charge et pourra dépasser le terme précédent quels que soient v et θ . A ce moment, $Q = 3Ea^2$. Pour les différentes valeurs du champ que nous avons utilisées dans nos expériences, cette valeur de Q , pour différentes particules, est exprimée en charges élémentaires par les nombres suivants :

TABLEAU II

E volts/cm	$a = 1 \mu$	$a = 3 \mu$	$a = 5 \mu$	$a = 10 \mu$
3 000	624	5 616	15 580	62 400
4 500	936	8 424	23 400	93 600
4 800	998	8 932	24 950	99 800
5 250	1 091	9 819	27 275	109 100

Sans entrer dans le détail du mécanisme de la charge pendant la période transitoire où Q passe de 0 à $3Ea^2$ et étudiée par M. Pauthenier et M^{me} Moreau-Hanot d'une part [34] et d'autre part avec R. Guillian [31] pour des particules de rayon supérieur au micron, nous pouvons reprendre leurs conclusions. La charge $Q = 3Ea^2$ représente pour ces auteurs la charge limite des sphères de quelques microns ou plus de rayon. A ce moment, la particule est entourée d'une zone répulsive dont la largeur présente un minimum nul en face du pôle opposé au champ. La probabilité pour une particule de trouver un ion en face de ce pôle est faible, et, en admettant qu'elle puisse le capturer, il y a moins d'une chance sur deux qu'une particule de 1μ de rayon puisse en capturer un second pendant son séjour dans le tube, car, à ce moment, la largeur

du minimum cité plus haut dépasse le double du libre parcours moyen moléculaire.

Si on considère les charges $Q = 3Ea^2$ données par le tableau, on constate qu'une ou deux charges élémentaires ne modifient pas la charge de plus de trois pour mille dans le cas le plus défavorable.

Le coefficient 3 est caractéristique des sphères conductrices. Pour des diélectriques, nous aurions dû écrire : $Q = pEa^2$ avec $p = 1 + 2 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$.

Pour un conducteur ε est infini et nous sommes ramenés à $p = 3$. L'expression est générale. Pour des sphérules de verre, contrairement à ce qu'on peut penser, nous devons adopter la valeur 3; dans une atmosphère non desséchée et à température ordinaire, leur surface est conductrice en raison de l'humidité adsorbée.

c) Durée d'acquisition de la charge limite

Les auteurs précédents ont montré le résultat très important que la charge $3Ea^2$ est acquise dans un temps très court, *indépendant de la dimension de la particule*. En utilisant leurs résultats, nous pouvons exprimer la charge q acquise au temps t , par une sphérule conductrice à l'aide de l'expression :

$$q = 3Ea^2 \frac{1 + \pi k \varphi t}{\pi k \varphi t}$$

où φ désigne ici comme précédemment la densité électrique au point considéré et qui a pour valeur dans le cas particulier d'un champ cylindrique ionisé : $\frac{E}{4\pi r}$. Cherchons numériquement au bout de quel temps τ , q atteint la moitié de la charge de saturation $3Ea^2$. Pour des particules situées à un centimètre de l'axe,

$$\tau = \frac{1}{\pi k \varphi} = \frac{4r}{kE}$$

vaut 0,007 6 seconde dans un champ de 3 000 volts/cm, et 0,004 4 seconde pour un champ de 5,250 volts/cm. Si nous cherchons au bout de combien de temps les 95 % de la charge limite sont atteints

$\frac{q}{Q} = \lambda = \frac{95}{100}$ ce temps $t = \frac{\tau \lambda}{1 - \lambda} = 19 \tau$ vaut respectivement, pour les deux champs considérés : 0,145 seconde, et 0,083 seconde. Pour des champs forts et des vitesses d'entraînement faibles ($< 0,30$ m/sec), on peut admettre que la charge $3Ea^2$ est acquise dans les deux premiers centimètres de parcours dans l'espace ionisé.

2. COMPORTEMENT DES PARTICULES DANS L'ANALYSEUR

Examinons comment va se comporter un groupe de sphérules homogènes de rayon a , se présentant à l'entrée du tube d'un analyseur, aspirées par un courant d'air à la vitesse V_0 maximum mesurée suivant l'axe du cylindre de rayon R [32]. Le régime est laminaire. Nous considérons un tube suffisamment étroit pour que la distribution des vitesses suivant un diamètre soit parabolique. De plus, en nous appuyant sur les expériences de Warshney [33] nous négligerons pour les particules considérées ici, l'effet du vent électrique sur les trajectoires.

La vitesse longitudinale d'une molécule gazeuse située à une distance r de l'axe est :

$$v = \frac{dr}{dt} = \frac{V_0}{R^2} (R^2 - r^2) \quad (2)$$

La vitesse V_0 est le double de la vitesse moyenne uniforme u qui donnerait le même débit Q , puisque dans ce cas $Q = \pi R^2 u$ et que l'expression exacte de Q est :

$$\int_0^R v_r ds = 2\pi \int_0^R \frac{V_0}{R^2} (R^2 - r^2) r dr$$

La particule est entraînée parallèlement à l'axe du cylindre avec la même vitesse donnée par l'expression (2).

Cette sphérule ayant acquis la charge $3Ea^2$ se dirige vers la paroi sous l'action du champ, et par l'effet de la viscosité prend une vitesse radiale uniforme.

$$\frac{dr}{dt} = \frac{3E^2 a^2}{6\pi \zeta a} \quad (3)$$

Le dénominateur représente la loi de Stokes où ζ désigne le coefficient de viscosité. Cette valeur de la vitesse radiale, constante dans le temps dès que la particule a acquis sa charge limite, sera désignée par m dans la suite.

En remarquant que pour $x = 0$, $r = R$, l'intégration du système des deux équations précédentes donne :

$$x = \frac{V_0}{3mR^2} (R - r)^2 (2R + r) \quad (4)$$

ce qui fixe le point de chute x sur la paroi à partir de l'entrée du tube d'une particule qui a pénétré dans celui-ci à une distance r du fil coaxial. Mais, comme les particules se présentent en suspensions homogènes, nous pouvons admettre qu'elles sont

au nombre de n par unité de volume, et, dans un anneau cylindrique ($r, r + dr$) et de longueur 1 centimètre, leur nombre est : $2\pi nrdr$ et elles se précipitent sur un anneau cylindrique de longueur dx à la distance x de l'entrée. Ce dépôt est caractérisé par un flux N particules (par cm^2 et par seconde).

$$N = \frac{r}{R} v n \frac{dr}{dx} \quad (5)$$

En tenant compte de (2) :

$$N = 2 \frac{r}{R} V_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \frac{nR^2m}{V_0(R^2 - r^2)} \quad (6)$$

$$R = 2nm \frac{r}{R}$$

En posant, pour simplifier $2 \frac{nm}{R} = \lambda$, en faisant apparaître l'abscisse x , facilement mesurable sur le tube où se produit le dépôt N , nous obtenons la relation suivante entre la densité du dépôt et son abscisse par rapport à l'entrée :

$$x = \frac{3R^2m}{V_0} \left(R - \frac{N}{\lambda}\right)^2 \left(2R + \frac{N}{\lambda}\right) \quad (7)$$

1° La formule (7) exprime une correspondance univoque entre l'abscisse x et la densité du dépôt. On voit que cette densité décroît quand l'abscisse augmente, c'est-à-dire quand on s'éloigne de l'entrée.

2° Si nous avions négligé l'effet des parois (tubes larges), nous aurions obtenu la formule :

$$N = nm \left(1 - \frac{xm}{RV}\right) = n \left[1 - \frac{x}{R} \frac{3E^2a}{6\pi\zeta V}\right] \frac{3E^2a}{6\pi\zeta} \quad (8)$$

Elle exprime la *décroissance linéaire* de la densité.

3° La formule (7) montre que la densité du dépôt devient nulle à partir de la distance :

$$X = \frac{2}{3} \frac{V}{m} R \quad (9)$$

Nous avons appelé *pouvoir d'arrêt* d'un tube la portée maximum X des particules de rayon u qui obéit à la formule 9. Cette notion est particulièrement importante dans la construction des tubes destinés à l'industrie.

D'autre part, elle permet la vérification expérimentale des lois de charge sans avoir à recourir à la statistique.

Dans le cas où les effets des parois sont négligeables, c'est-à-dire lorsque toutes les molécules d'air sont animées de la même vitesse V quelle que soit leur distance à l'axe, l'expression (9) se simplifie et devient :

$$X = \frac{V}{m} R \quad (10)$$

3. COMPORTEMENT DES PARTICULES NON SATURÉES

(Travaux de H. F. Kraemer et W. E. Ranz
Comparaison avec le calcul de M. Pauthenier.
Equations réduites)

En 1952, H. F. Kraemer et W. E. Ranz [35] ont étudié la charge prise par des particules homogènes d'un diélectrique liquide (glycérol) de 0,8 à 1,4 microns de diamètre. Le séjour des particules dans leur appareil est trop court pour que la charge pEa^2 soit acquise, et ils étudient comment s'acquiert cette charge. C'est le problème qu'avait traité M. Pauthenier pour des particules de plus de dix microns de rayon; c'est aussi un des nôtres pour des particules dont le rayon est compris entre un et dix microns.

Kraemer et Ranz se réfèrent aux travaux de M. Pauthenier et N. Fuchs pour admettre que :

- a) La diffusion des ions est négligeable;
- b) L'action de l'image électrique est négligeable;
- c) Tous les ions incidents cèdent leurs charges.

La concentration en ions, à la distance r du fil est : $N = \frac{4\pi re'}{E}$

Le champ à la surface devient pE (mêmes notations que précédemment).

Les deux auteurs, usant d'une approximation très large (rough approximation) écrivent que la particule portant la charge q , repousse l'ion au contact de sa surface suivant l'expression : $\frac{q}{a^2}$. Le flux total est le produit de la vitesse des ions par leur concentration et par la projection de l'aire de la sphère « dans la direction du champ ».

$$\frac{dq}{dt} = k \left[pE - \frac{q}{a^2} \right] \cdot \frac{E}{4\pi r} \cdot a^2 \quad (15)$$

Nous sommes obligés de formuler ici deux critiques à ce raisonnement. Les auteurs américains admettent que les vecteurs force restent parallèles au vecteur champ électrique $\vec{E}$, au voisinage de la particule. Nous avons montré que ces vecteurs avaient une composante radiale. En outre, ils considèrent que l'aire de captation d'ions reste égale à celle du grand cercle de la particule. La surface attractive de la particule diminue lorsque la charge s'accroît.

L'intégration de l'équation (15) fournit aux auteurs une expression exponentielle qu'ils n'explicitent pas (nous la résolvons plus loin); mais ils

fournissent une expression approchée par rapport à leur solution :

$$q = pEa^2 \frac{\pi j \frac{t}{E}}{1 + \pi j \frac{t}{E}}$$

j représente la quantité $kEne$ ou $\frac{i}{2\pi r}$.

Or (formule 2, chapitre I) :

$$\frac{i}{2\pi r} = kE\varphi$$

La formule qui donne q est identique à celle que nous avons donnée, due à M. Pauthenier qui en a

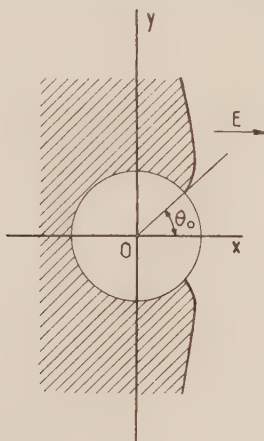


FIG. 11. — Zone répulsive (en hachuré) autour d'une particule.

fourni une démonstration rigoureuse. Nous allons la rappeler brièvement [34] :

La charge amenée à la particule est constituée par des ions entraînés par le champ kE . La charge amenée est proportionnelle au flux Φ de la force radiale à travers la calotte sphérique limitée par les bords de la zone de répulsion. Si l'on choisit une calotte très voisine de la particule, cependant à une distance suffisante pour qu'on puisse négliger le terme dû à l'image électrique, le calcul de Φ peut se faire par une intégration. Les limites de l'intégration sont définies par :

$$\cos \theta = \frac{q}{3Ea^2} = \lambda$$

$$\begin{aligned} \Phi &= -e \int_0^{\theta_0} \left(3E \cos \theta - \frac{q}{a^2} \right) 2\pi a^2 \sin \theta d\theta \\ &= -3\pi Eea^2 (1 - \lambda). \end{aligned}$$

La charge acquise en un temps dt est :

$$k \frac{\Phi}{e} \varphi dt = -k3E(1 - \lambda)^2 \frac{E}{4\pi r} \pi a^2 dt$$

qui est à rapprocher de la formule (15).

On achève de résoudre :

$$\frac{d\lambda}{(1 - \lambda)^2} = \pi k \varphi dt$$

$$\frac{\lambda}{1 - \lambda} = \pi k \varphi dt$$

et, d'après la définition de λ :

$$\frac{q}{3Ea^2} = \frac{\pi k \varphi t}{1 + \pi k \varphi t} \quad q = 3Ea^2 \frac{\pi k \varphi t}{1 + \pi k \varphi t} \quad (16)$$

On peut envisager le problème d'une autre façon.

L'équation (15) est une équation différentielle linéaire dont la solution générale est :

$$q = -pEa^2 + Ke^{-\frac{kE}{4r}t}$$

La constante K se détermine en exprimant que la charge est nulle à l'origine des temps, et en faisant apparaître la densité φ et la valeur numérique de p , on obtient :

$$q = -3Ea^2 (1 - e^{-\pi k \varphi t}) \quad (16 \text{ bis})$$

Les formules (16) et (16 bis) ne diffèrent que par des termes de second ordre. En effet, le développement en série donne :

$$\frac{q}{3Ea^2} = \frac{\pi k \varphi t}{1 + \pi k \varphi t} = \pi k \varphi t - \pi^2 k^2 \varphi^2 t^2 + \dots \quad (17)$$

$$1 - e^{-\pi k \varphi t} = \pi k \varphi t - \frac{\pi^2 k^2 \varphi^2 t^2}{1.2} + \frac{\pi^3 k^3 \varphi^3 t^3}{1.2.3} - \dots \quad (17 \text{ bis})$$

A l'origine, les dérivées sont toutes deux égales à $\pi k \varphi \times 3Ea^2$ et les courbes sont tangentes.

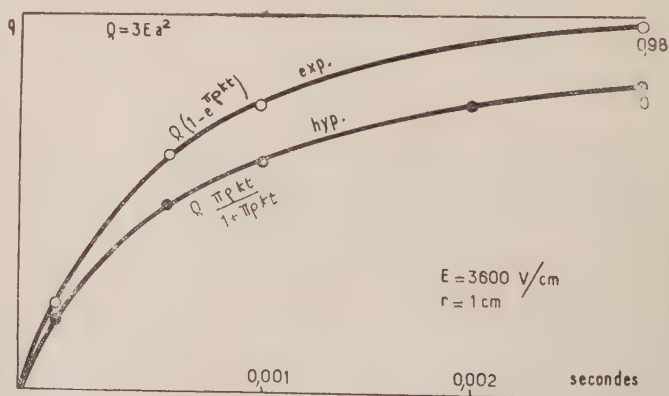


FIG. 12. — Accroissement de la charge en fonction du temps.

La figure 12 indique l'aspect des courbes pendant les trois premières millisecondes de la charge d'une particule dans un champ de 3 600 volts par centimètre.

PLANCHE I

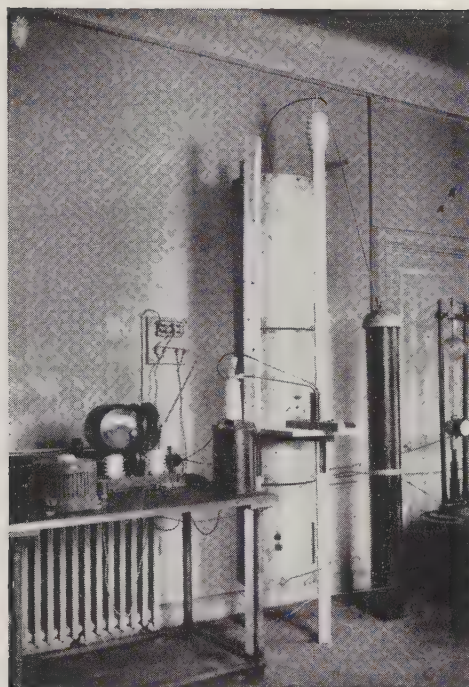


FIG. 2. — Dispositif pour l'étude du champ ionisé
(le transformateur 110/100 000 V n'est pas visible
sur la figure).

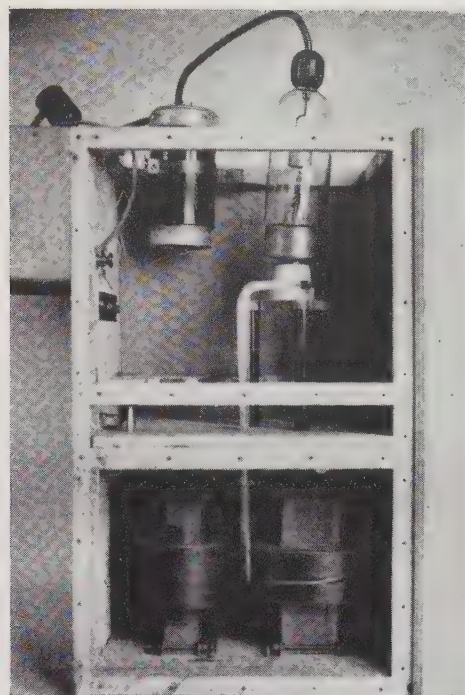


FIG. 8. — Alimentation électrique.

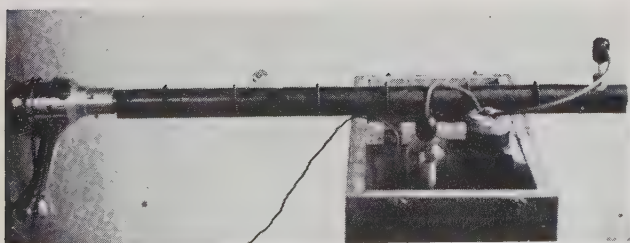


FIG. 8 bis. — Tube de précipitation.

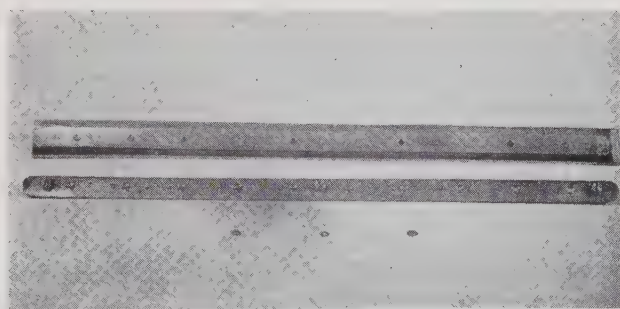


FIG. 9. — Baguette, porte-capsule et capsules
de microscopie électronique (longueur : 30 cm).

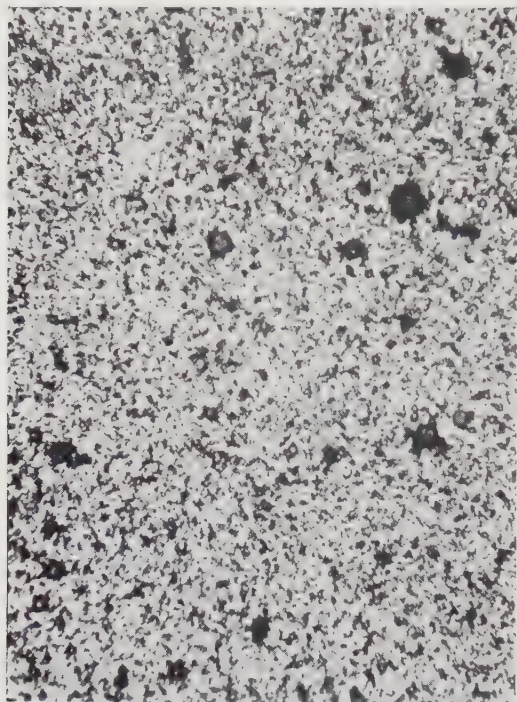


FIG. 19 a. — Distance de l'entrée : 7,5 cm.
($\times 87$)

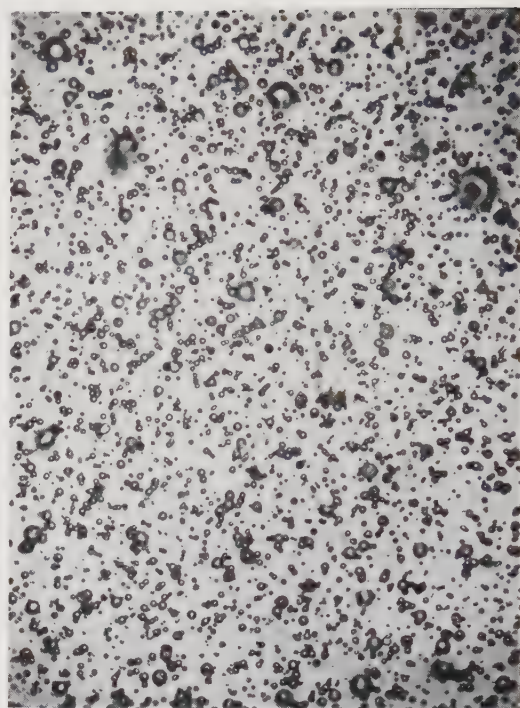


FIG. 19 b. — Distance de l'entrée : 12,5 cm.
($\times 360$)

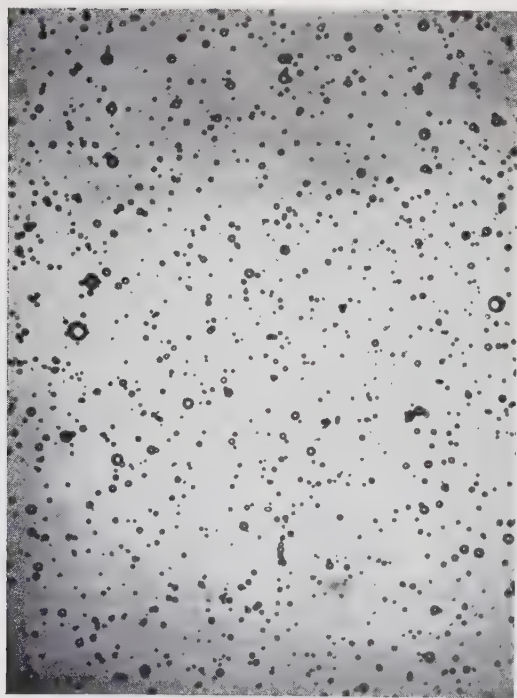


FIG. 19 c. — Distance de l'entrée : 17,5 cm.
($\times 360$)



FIG. 19 d. — Distance de l'entrée : 22,5 cm.
($\times 360$)



FIG. 25. — Sphérule de 2,5 microns perforant une membrane porte-objet. ($\times 8\,000$).



FIG. 31 a.
Distance de l'entrée : 32,5 cm.

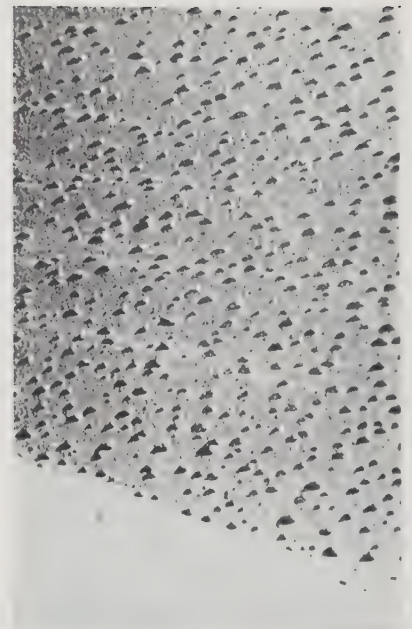


FIG. 31 b.
Distance de l'entrée : 37,3 cm.



FIG. 31 c.
Distance de l'entrée : 42,0 cm.

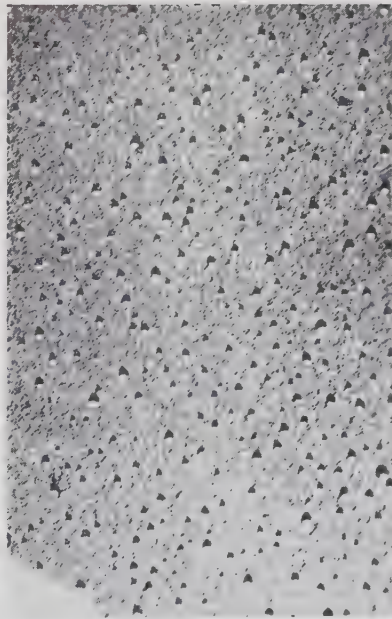


FIG. 31 d.
Distance de l'entrée : 46,8 cm.

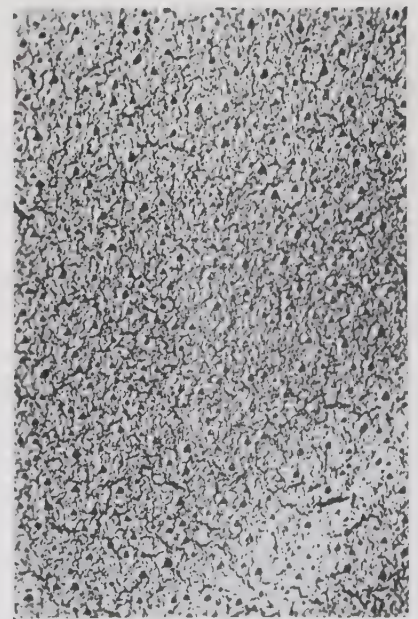


FIG. 31 e.
Distance de l'entrée : 53,3 cm.

PLANCHE IV

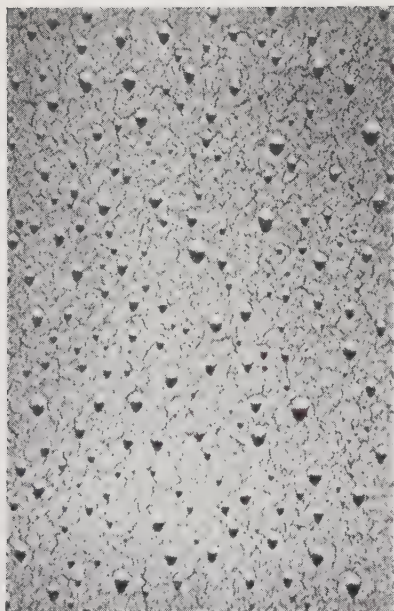


FIG. 31 *f*.
Distance de l'entrée : 60,0 cm.



FIG. 31 *g*.
Distance de l'entrée : 64,8 cm.



FIG. 31 *h*.
Distance de l'entrée : 69,6 cm.

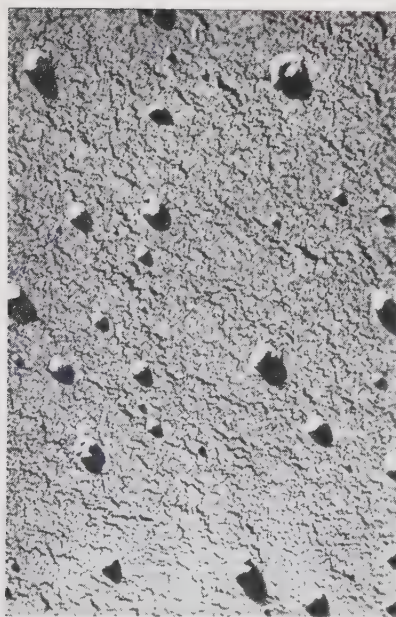


FIG. 31 *i*.
Distance de l'entrée : 74,4 cm.



FIG. 32 *a*.
Distance de l'entrée : 27,8 cm.

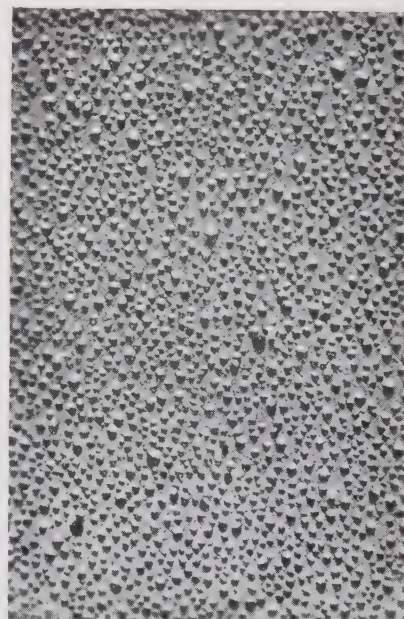


FIG. 32 *b*.
Distance de l'entrée : 32,5 cm.

PLANCHE V

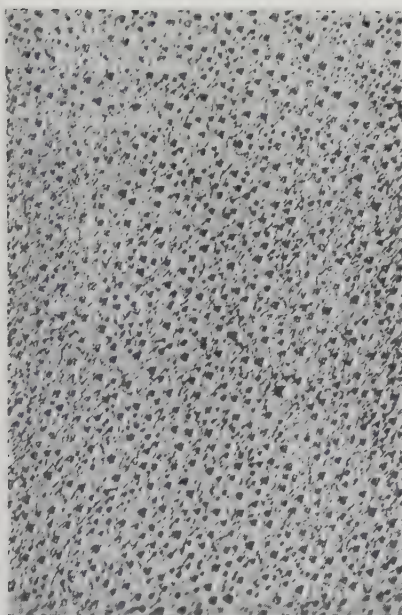


FIG. 32 c.
Distance de l'entrée : 37,3 cm.

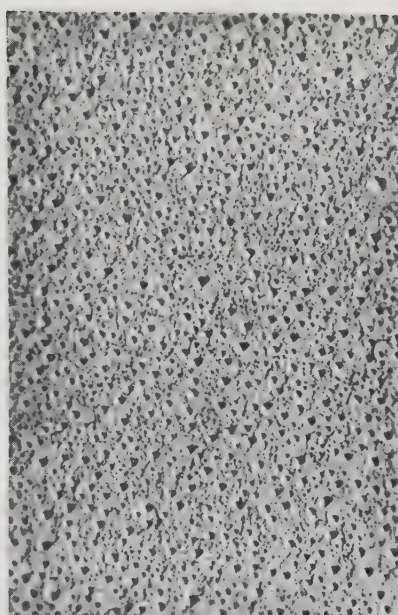


FIG. 32 d.
Distance de l'entrée : 42,0 cm.

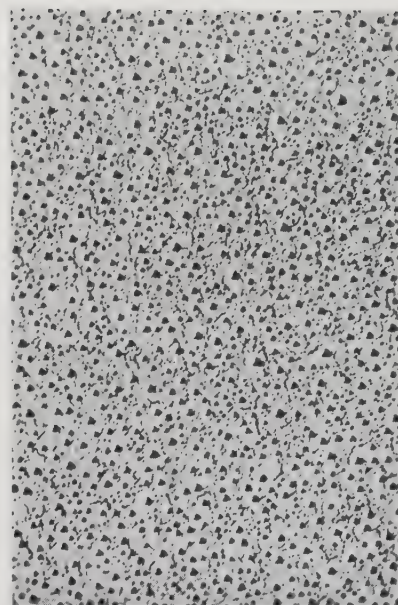


FIG. 32 e.
Distance de l'entrée : 46,8 cm.

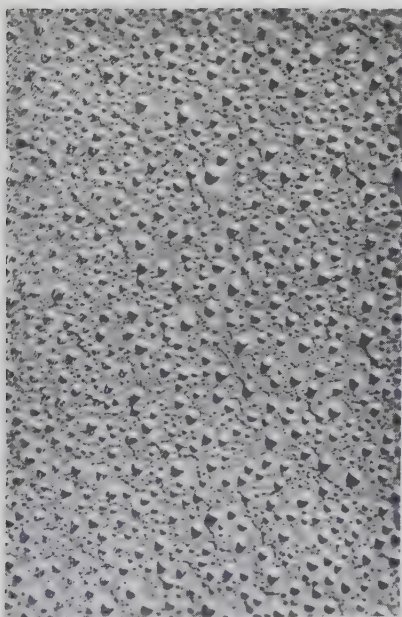


FIG. 32 f.
Distance de l'entrée : 53,3 cm.



FIG. 32 g.
Distance de l'entrée : 60,0 cm.



FIG. 32 h.
Distance de l'entrée : 64,0 cm.



FIG. 32 *i*.
Distance de l'entrée : 69,0 cm.



FIG. 32 *j*.
Distance de l'entrée : 74,4 cm.

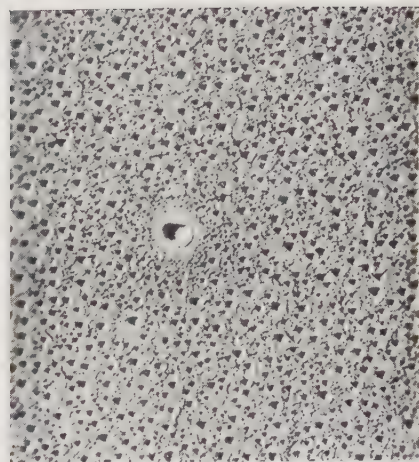


FIG. 33 *a*. Effet répulsif des particules
submicroniques ($\times 11\,800$)

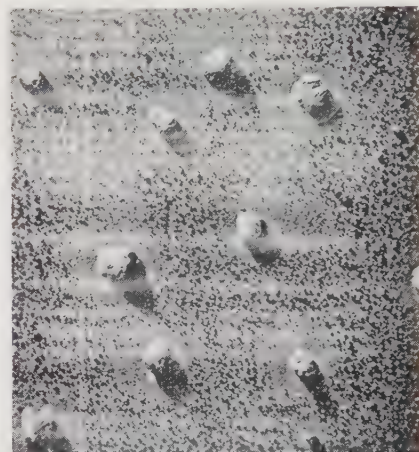


FIG. 33 *b* Effet répulsif des particules
submicroniques ($\times 15\,000$)

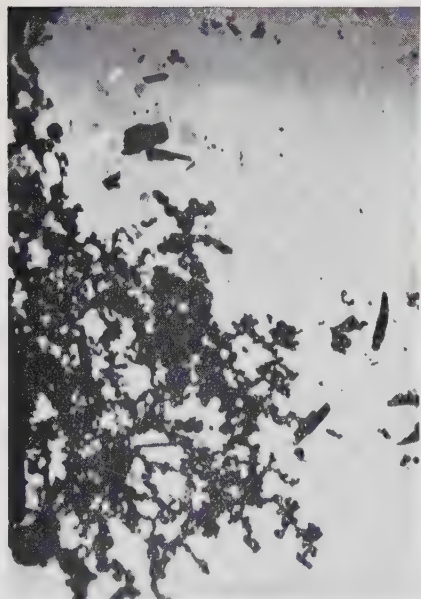


FIG. 35. Résidus submicroniques de
la combustion du gas-oil. ($\times 11\,800$)

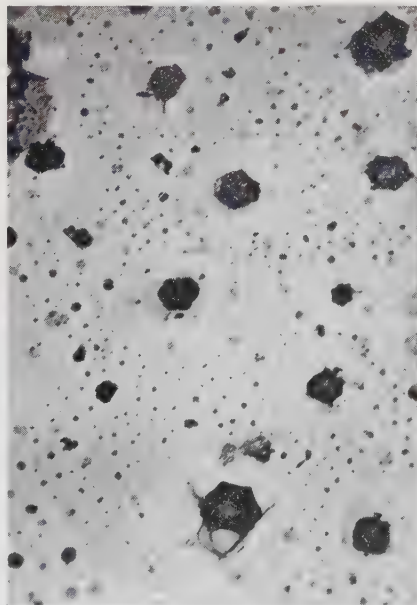


FIG. 37. Germes de condensation
($\times 11\,800$)

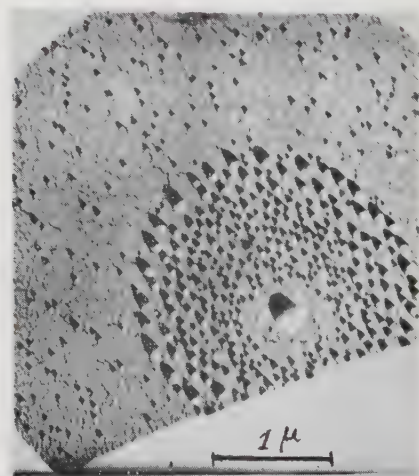


FIG. 34.
Effet aréolaire ($\times 15\,000$)

Considérons la variable réduite :

$$\tilde{q} = \frac{q}{3Ea^2}$$

qui exprime le taux de saturation de la particule, et, pour simplifier les calculs, nous prendrons des coordonnées réduites pour fixer la position de la particule dans le tube de longueur L. Soit :

$$\tilde{r} = \frac{r}{R} \text{ et } \tilde{z} = \frac{z}{L}$$

Les trois équations :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{qE}{6\pi\zeta a}$$

$$\frac{dx}{dt} = V \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right)$$

$$\frac{dq}{dt} = k \left[3E - \frac{q}{a^2} \right] \frac{Ea^2}{4r} = \pi k \varphi [3E^2 a^2 - q]$$

qui fixent respectivement la vitesse radiale de la particule, sa vitesse longitudinale, et son accroissement de charge, deviennent :

$$\frac{d\tilde{r}}{dt} = \frac{\tilde{q} \cdot 3E^2 a^2}{6\pi\zeta a} = \frac{m}{r} \tilde{q}$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{V}{L} (1 - \tilde{r}^2)$$

$$\frac{d\tilde{q}}{dt} = \pi k \varphi (1 - \tilde{q}).$$

La division de la dernière équation par les deux précédentes donne :

$$\frac{d\tilde{q}}{d\tilde{r}} = \pi k \varphi \frac{R}{m} \frac{1 - \tilde{q}}{\tilde{q}}$$

$$\frac{d\tilde{q}}{d\tilde{z}} = \frac{L}{V} \pi k \varphi \frac{1 - \tilde{q}}{1 - \tilde{r}^2}$$

et le quotient des deux premières :

$$\frac{d\tilde{r}}{d\tilde{z}} = \frac{m}{R} \cdot \frac{L}{V} \cdot \frac{\tilde{q}}{1 - \tilde{r}^2}$$

On voit donc bien qu'au début, la charge s'accroît très rapidement, tandis que l'inclinaison de la trajectoire est progressive.

En faisant $L = X$ et $r = R$, on trouve les propriétés de la trajectoire au point d'arrêt, en particulier sa pente.

Si L est plus petit que X, on peut calculer le rayon du cercle, à l'entrée du tube, qui est traversé par un flux de particules qui ne se précipitent pas

et sortent de l'appareil en emportant leur charge. Nous avons évité de nous placer dans ces conditions, qui nous éloignaient de notre étude.

Les auteurs américains déjà cités ont utilisé cette disposition pour mesurer la charge des particules non précipitées dans une cellule de Millikan ou un spectromètre de charge. Ils attribuent à une particule d'un diamètre d'un micron la charge 225 à 25 % près. Mais, pour de telles dimensions, le facteur de diffusion intervient.

4. ETUDE EXPÉRIMENTALE DES ABSCISSES LIMITES DE PRÉCIPITATION DES SPHÉRULES DE RAYON DONNÉ

a) Propriétés et détermination de l'abscisse-limite

Nous avons montré que pour un ensemble de particules de rayon a , il existe théoriquement sur le tube un point X au-delà duquel toutes les particules précipitées sont de rayon inférieur à a (dans le domaine supérieur au micron pour l'étude présente). Toutes les particules de rayon a étant précipitées entre l'entrée et X, nous donnons à X le nom de « point d'arrêt des particules de rayon a ».

Expérimentalement X sera le point extrême où l'on peut observer une particule de rayon a ; mais toute observation au-delà doit en confirmer l'absence, aussi bien pour des particules de rayon a que pour des particules de rayon supérieur à a .

La particule qui pénètre dans le tube suivant l'axe du cylindre parcourt la trajectoire qui a pour impact sur la paroi le point d'abscisse X. Deux points de cette trajectoire sont donc connus. A l'intérêt pratique, déjà cité, du point d'arrêt des particules de rayon donné, s'ajoute celui de pouvoir vérifier si le mouvement des particules obéit aux lois précédentes.

Nous avons admis pour établir ces lois que la pesanteur a un effet négligeable, que la charge est acquise instantanément, que la loi de Stokes est applicable. Nous allons examiner la validité de ces hypothèses.

b) L'effet de la pesanteur est négligeable

Une particule sphérique pesante, de masse spécifique φ , libre dans l'air, acquiert une vitesse limite suivant la verticale :

$$v = \frac{2}{9} \frac{a^2 g}{\zeta} (\varphi - \varphi') \quad (10)$$

On peut négliger la masse spécifique de l'air :

$$\varphi' = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ cgs}$$

devant celle des sphérules de verre ($\varphi = 2,5$).

Dans nos expériences, les particules sont en suspension depuis plusieurs minutes au moins avant d'arriver dans le champ électrique, et la composante verticale de la vitesse exprimée par la formule (10) représente à quelques cent millièmes près, la valeur exacte $\frac{dz}{dt}$.

En effet

$$\frac{dz}{dt} = v \left(1 - e^{-\frac{g}{2} \frac{\gamma}{\rho} \frac{t}{a^2}} \right) \quad (11)$$

ce qui donne pour une particule de 10 microns au bout d'une minute :

$$\frac{dz}{dt} = v \left(1 - e^{-2,10^5} \right)$$

La vitesse limite dans le cas d'une particule de 10 μ est de 3 cm/sec. Pour un rayon de un micron, 0,03 cm/sec.

c) Considérations sur l'application de la formule de Stokes

On sait que la formule de Stokes doit être corrigée [37] lorsque les particules sont de dimensions voisines du libre parcours moyen moléculaire : nous examinerons cette question dans le chapitre traitant des particules submicroniques. Mais également, des précautions sont nécessaires, lorsqu'on veut l'appliquer à des particules de vitesses élevées. Cette correction ne figure pas dans les mémoires qui traitent du mouvement de particules dans un champ électrique, car les auteurs ont toujours travaillé avec des champs faibles, quelques centaines de volts par centimètre au plus. Dans notre étude nous avons atteint 7 500 volts par centimètre, limités simplement par le potentiel de décharge explosive. Les vitesses que prennent les particules deviennent importantes. M. E. Brun et ses collaborateurs donnent dans « l'Introduction à la mécanique des suspensions » l'expression de la résistance qu'oppose l'air au mouvement d'un corpuscule sphérique, de diamètre d , animé de la vitesse v : (ρ' masse spécifique de l'air)

$$R = -C\rho' \frac{\pi d^2}{8} v \cdot \vec{v} = \rho' \frac{\pi d^2}{6} u \cdot \vec{u} \left(\frac{ud}{v} \right) \quad (19)$$

Le nombre de Reynolds $R = \frac{ud}{v}$ figure dans la fonction f .

Le coefficient de résistance C qui vaut visiblement $C = \frac{4}{3} f \left(\frac{ud}{v} \right)$ est représenté par la courbe établie

par l'Etablissement aérodynamique de Göttingen, reproduite par la figure 13.

La loi de Stokes relie d'une façon simple le coefficient de résistance C au nombre de Reynolds, mais la loi de Stokes n'est physiquement valable que dans le cas où la résistance est proportionnelle à la vitesse u . On voit que dans ce cas :

$$C = \frac{24v}{vd} = \frac{24}{dR}$$

Sur le graphique en coordonnées logarithmiques (fig. 13) le coefficient C' de la loi de Stokes est représenté par une droite.

En ce qui concerne les particules électrisées, la

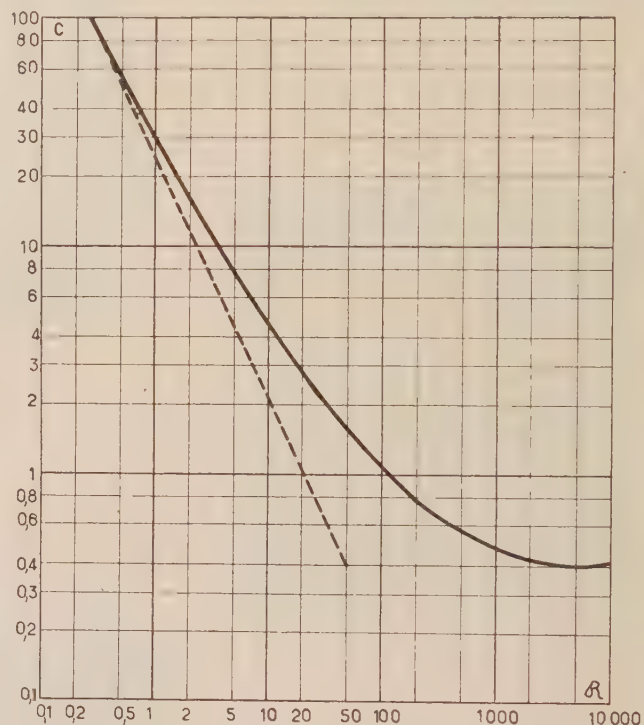


FIG. 13. — Courbe, en coordonnées logarithmiques, du coefficient de résistance C en fonction du nombre de Reynolds

loi de Stokes, ainsi que le montre le graphique, n'est pratiquement valable que jusqu'à $R = 0,3$. Ce nombre est atteint par des particules de 4,6 microns dans un champ de 3 000 volts/cm, ou de 1,8 micron dans celui de 7 500 volts/cm.

A partir de ces valeurs, nous n'avons plus qu'à écrire que la vitesse de la particule est :

$$\frac{3E^2 a^2}{6\pi\zeta a} = m$$

L'équilibre des forces électriques et de frottement s'écrit :

$$3E^2 a^2 = \pi\zeta avk(v) \quad (20)$$

$k(v)$ est un coefficient de correction $\frac{C}{C'}$, qui peut être lu sur le graphique de la figure 13. Mais le problème consiste à trouver la vitesse radiale vraie v . Nous allons ramener cette recherche à celle de $\mathcal{R}$.

En multipliant le rapport m par $\frac{2a}{v}$ on a :

$$\frac{3E^2a^2}{6\pi\zeta a} \frac{2a}{v} = \frac{v \cdot 2a}{v} f(\mathcal{R}) \quad (21)$$

$$\frac{E^2a^2}{\pi\zeta v} = \mathcal{R} \cdot f(\mathcal{R})$$

$$\log \frac{E^2a^2}{\pi\zeta v} = \log \mathcal{R} + \log f(\mathcal{R}) \quad (22)$$

Il est alors possible de trouver $\mathcal{R}$. Sur un graphique logarithmique, les abscisses sont graduées en valeur de $\mathcal{R}$. Le second membre de (22) représente la première bissectrice augmentée de $\log k$.

$\frac{E^2a^2}{\pi\zeta v}$ est une quantité connue qui figure sur l'axe des coordonnées. Pour plus de commodité nous avons tracé un réseau d'abaques (fig. 14) qui donne

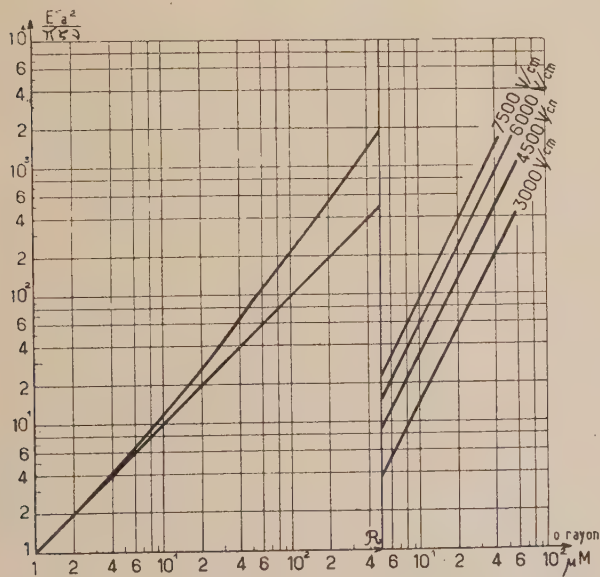


FIG. 14. — Abaque permettant de calculer le nombre de Reynolds et la vitesse radiale de la particule en fonction de son rayon et du champ.

cette quantité par simple lecture du champ et de la dimension de la particule. Il suffit de mener une horizontale à partir du point d'abscisse a sur la droite E , pour avoir le point d'intersection avec la courbe $\mathcal{R} f(\mathcal{R})$ et connaître v par un calcul facile.

$$v = \frac{\mathcal{R} v}{2a}$$

d) Résultats expérimentaux

1° *Tube large.* — Nous vérifions la formule $X = \frac{V}{m} R$ dans un tube de 15 cm de diamètre où la vitesse du courant d'entraînement peut être connue avec précision. Elle est mesurée par un tube de Pitot associé à un manomètre de Rosenmuller.

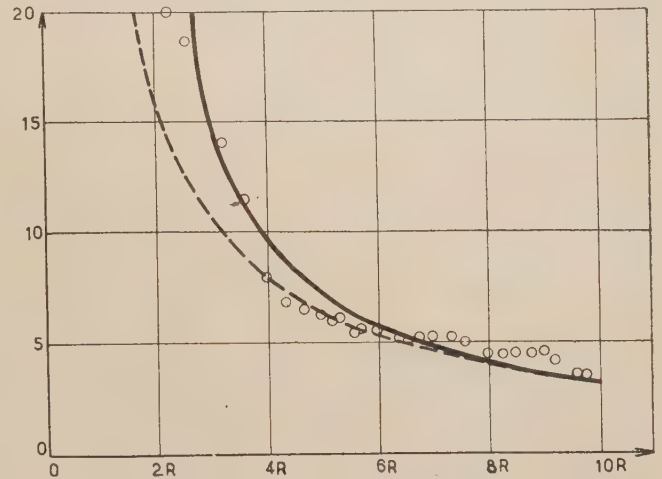


FIG. 15. — Points limites dans un tube large. $R = 7,5$ cm.

En pointillé, l'hyperbole $X = \frac{V}{m} R$.

En plein, courbe tenant compte de la correction apportée à la loi de Stokes.

Rayon des particules en microns.

Sa valeur est comprise entre 412 et 425 cm par seconde.

Le graphique de la figure 15 montre que la formule est valable sans correction pour les faibles valeurs du rayon, mais que la correction du coefficient de résistance de l'air est indispensable pour les plus grosses.

2. *Tube étroit.* — Nous avons opéré avec le tube de 4 cm de diamètre, et nous avons fait varier différents paramètres : champ électrique, polarité, vitesse d'entraînement. La formule (9), avec la correction de résistance, rend compte de nos résultats qui figurent dans les graphiques des figures 16 et 17. On note que la vérification de cette formule et la régularité des points expérimentaux sont d'autant meilleurs que la vitesse des ions est plus rapide (champ élevé, tension négative du fil).

3° *Remarque sur le régime laminaire dans les tubes de précipitation.* — Il est courant de trouver dans les ouvrages traitant de la précipitation industrielle, des considérations qui se rapportent uniquement au régime turbulent dans les tubes, comme si un autre régime devait être l'exception. De plus, on s'est longtemps fixé la valeur de 2 400 pour le

nombre de Reynolds, qui limite inférieurement le régime turbulent. Dans l'expérience sur le tube large ce nombre est dépassé.

Les recherches actuelles, bien que donnant des

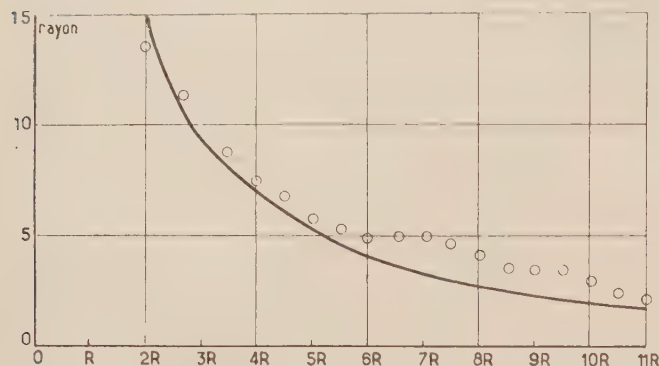


Fig. 16. — Points limites dans un tube étroit. $R = 2$ cm.
Rayon des particules en microns.

solutions très imparfaites dans bien des cas, surtout au point de vue aérodynamique, permettent cependant de voir que le régime laminaire peut exister

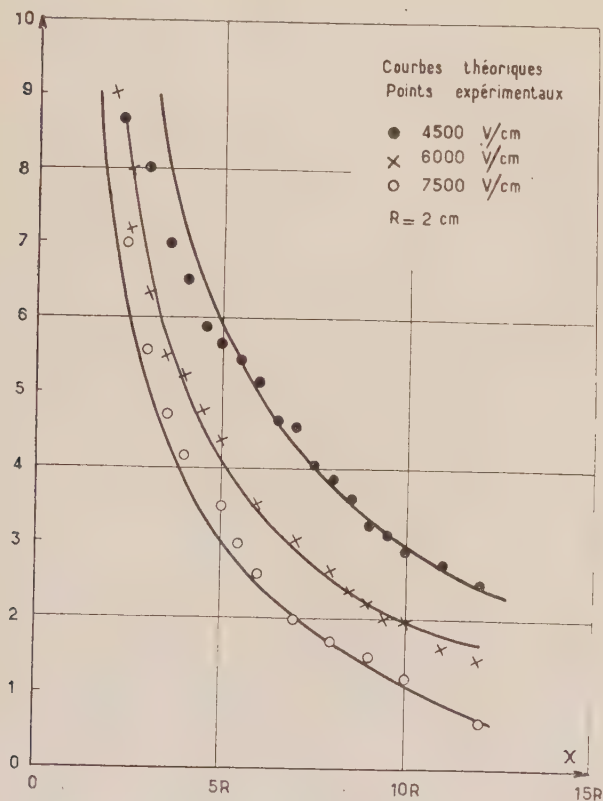


Fig. 17. — Influence du champ sur le pouvoir d'arrêt.
Rayon des particules en microns.

pour des nombres de Reynolds plus élevés. R. Comolet a obtenu un régime laminaire stable dans un tube circulaire avec un nombre de Reynolds égal à 70 000 [39].

5. ETUDE DE LA DENSITÉ DES DÉPÔTS

a) Numération au microscope optique

Un dépôt de particules sur un espace restreint (champ d'un microscope optique) caractérisé par la dimension des particules déposées et, pour chaque dimension, par leur nombre. Pour évaluer ce nombre, on se donne une tolérance sur la mesure et on compte toutes les particules de rayon a , ce sont toutes celles comprises entre $a - \Delta a$ et $a + \Delta a$ dont il s'agit.

La disposition morphologique des particules diffère essentiellement, lorsqu'on a affaire à des particules microniques ou submicroniques. Les premières que, seules, nous examinons dans ce chapitre, se présentent sous des dimensions très hétérogènes, avec comme limite inférieure le pouvoir séparateur de l'instrument et, comme limite supérieure, la dimension qui correspond au point d'arrêt, coïncidant avec le point d'observation où les particules sont dispersées. On ne constate pas d'agglomérats, ni de concentrations. Cette propriété est particulièrement utile dans les applications où l'on recherche à étudier individuellement des particules.

Notre étude consiste à suivre, pour des particules d'une dimension donnée, leur densité de dépôt tout le long d'une génératrice du tube; on repère la position d'un point par la distance qui le sépare de l'origine, comptée sur une génératrice. Nous avons pris des points d'observation régulièrement espacés (un ou deux centimètres selon le cas).

Un prélèvement sur une surface aussi restreinte qu'un champ de microscope n'a de valeur que si les particules comptées sont assez nombreuses. C'est le test sur échantillon des statisticiens. Les tables (fig. 18 et 19) [40] donnent le nombre de particules à considérer pour avoir la précision que l'on désire (par exemple 1 250 particules pour une précision de 7,5 %, la distribution dans l'atmosphère étant supposée normale).

On peut penser qu'il suffit d'augmenter la durée du passage du courant d'air porteur des particules pour avoir un nombre de plus en plus grand de particules à compter. Mais on se heurte à une difficulté. Les dépôts les plus rapprochés de l'entrée, et qui contiennent les particules les plus grosses, sont alors si denses, que la numération et la mensuration sont impossibles (fig. 19 a). Il vaut mieux faire plusieurs prélèvements avec des dépôts moins denses et faire la moyenne.

Pour que les résultats soient comparables, nous avons adopté pour chaque tableau ou graphique,

comme fonction de l'abscisse, le pourcentage de particules déposées sur chaque centimètre de film,

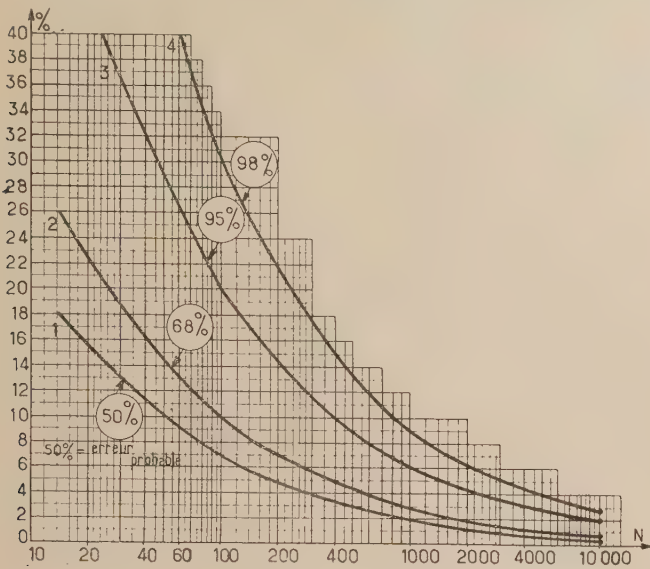


FIG. 18.

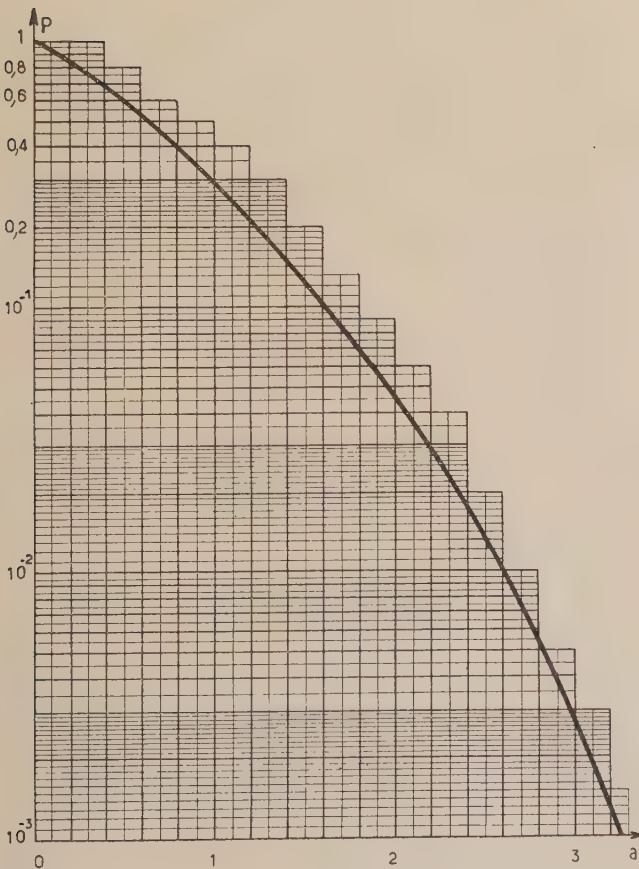


FIG. 18 bis.

représentent la dimension minimum que l'on peut mesurer avec une précision admissible au microscope optique sans immersion. En effet, une division du tambour du micromètre oculaire correspond, pour une combinaison 33×10 , à 0,3 micron : c'est-à-dire que la précision était de 10 %. Pour quelques contrôles, nous avons utilisé la photographie sur dispositifs et projection (grossissement 380×11).

Les photographies (fig. 19, pl. II) ont été agrandies 360 fois, sauf la première qui n'a qu'un agrandissement linéaire de 87. Elles ont été prises dans l'ordre alphabétique à 7,5, 13, 17,5 et 22,5 cm de l'entrée. Elles montrent la décroissance de la précipitation, que les graphiques n'exprimaient que pour une seule catégorie de particules de rayon constant.

b) Dépôts radioactifs. Mesure du volume précipité

Le volume précipité en un point du film pourrait se calculer si on connaissait la distribution en

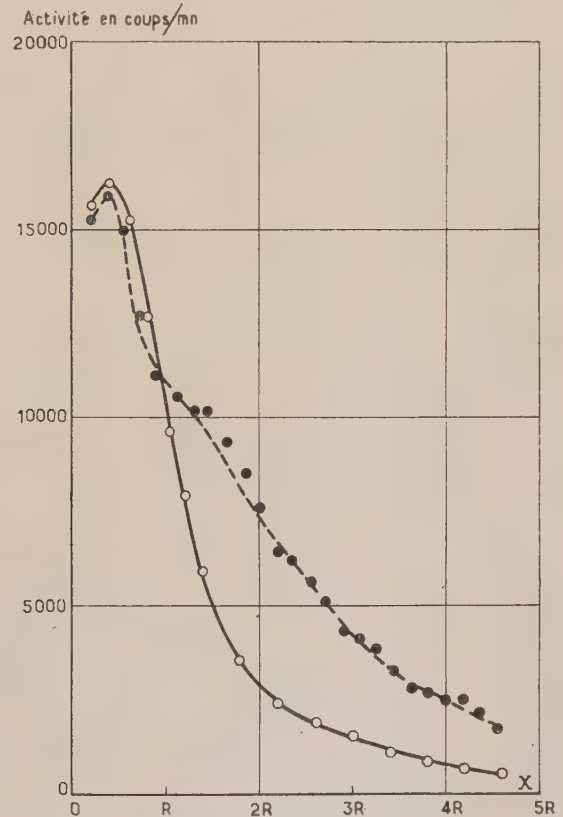


FIG. 20. — Activité du dépôt en fonction de sa distance de l'entrée. Champs de 5200 V/cm (trait plein) et de 4750 V/cm (trait pointillé).

la totalité des particules décomptées correspondant à 100 %. Nous avons examiné les précipitations des particules de 5 et 3 microns de rayon. Ces dernières

dimension des particules constituant l'atmosphère qui est aspirée par le tube. Mais cette distribution est inconnue et c'est l'intérêt de notre appareil de

la déterminer. Mais en opérant avec des particules marquées par la méthode indiquée au chapitre III, on peut suivre, le long du film, l'activité et, par conséquent, évaluer le volume relatif du dépôt.

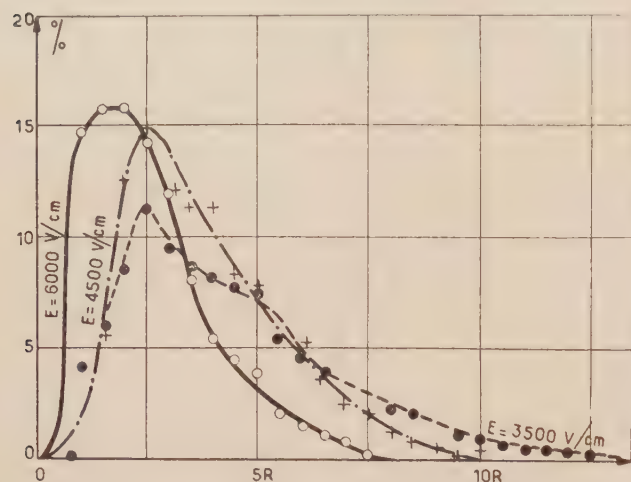


FIG. 21. — Dépôt de particules de 3 microns de rayon sous l'action de 3 champs électriques différents.

En effet, l'activité est proportionnelle à la masse déposée, et l'autoabsorption, par des épaisseurs de l'ordre de quelques microns, d'un rayonnement d'un million d'électrons volts est insignifiante.

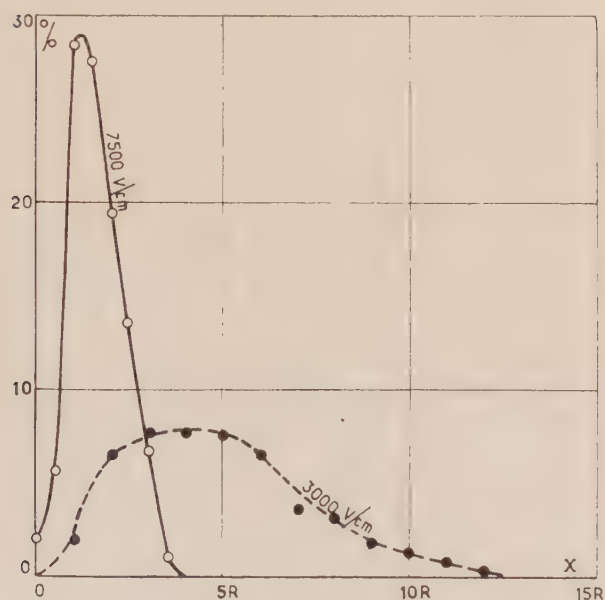


FIG. 22. — Influence du champ sur la concentration des dépôts de particules de même dimension ($a = 5 \mu$).

L'activité rend compte très fidèlement du volume du dépôt. Ainsi, par des mesures assez longues, nous avons mesuré les volumes des dépôts de b et de c (fig. 19) respectivement 13 030 et 6 320 microns-

cubes dont le rapport est 0,484. Le rapport des activités (champ 5 200 volts/cm, fig. 20) est 0,482.

Donc, on peut suivre au compteur un dépôt activé. On constate une régularité de décroissance d'autant meilleure que le champ est plus élevé, ce

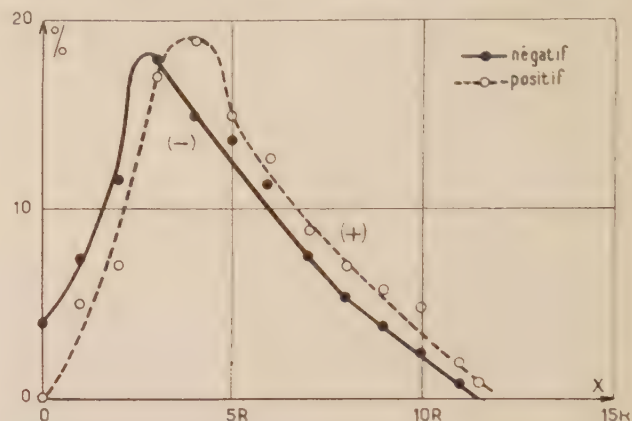


FIG. 23. — Influence de la polarité sur la concentration des dépôts de particules de même dimension ($a = 5 \mu$).

que nous avait déjà appris le microscope. Si une perturbation s'était présentée d'une façon permanente, il y aurait lieu de revoir nos conclusions, mais dans cette partie ce n'est pas le cas.

On peut même signaler qu'une légère irrégularité du tube de précipitation vers le douzième centimètre, constatée lors de la statistique au micro-

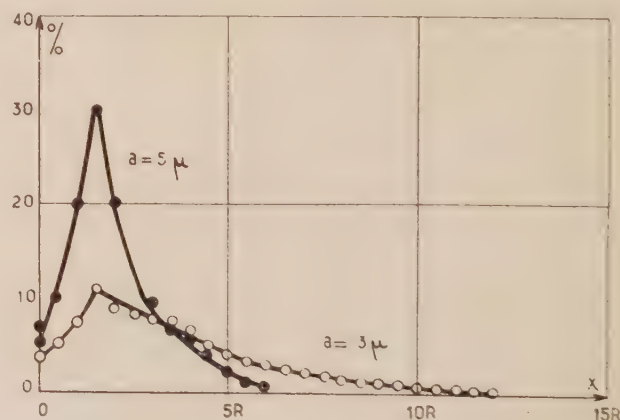


FIG. 24. — Répartition de deux groupes de particules de dimensions différentes, sous l'action d'un même champ ($E = 3\,400 \text{ V/cm}$).

scope, a été également décelée par l'examen des courbes d'activité (fig. 20 et 21).

A l'entrée du tube, le dépôt observé est nettement inférieur à celui prévu par la théorie. Ceci est dû, pour une forte part, à ce que les particules n'ont pas encore atteint leur charge définitive, mais aussi à l'étouffement de la décharge provoqué par la surabondance des particules dans l'air aspiré.

V. — LES PARTICULES SUBMICRONIQUES

1. ETUDE EXPÉRIMENTALE

a) Conditions et difficultés

Nous commençons cette étude, à l'inverse de celle du chapitre précédent, en exposant d'abord nos résultats expérimentaux. En effet, pour les particules microscopiques, des résultats avaient déjà été obtenus dans des cas assez voisins et une théorie solide donnait une direction à des travaux de vérification. Pour les particules submicroniques, aucun travail théorique n'avait dépassé le stade des hypothèses et absolument aucune expérience probante ne nous venait en aide.

Nous avons utilisé les méthodes spéciales décrites au chapitre III. Mais, comme on ne peut éliminer à l'entrée du tube toutes les particules de dimensions supérieures au micron, on se trouve gêné par leur précipitation : en particulier, si on opère sur des porte-objet de microscopie électronique, les particules les plus grosses perforent la membrane (fig. 25, pl. II). Mais heureusement, les phénomènes intéressants se passent en des points du champ où toute la précipitation du premier genre est achevée.

Pour recueillir le maximum de fines particules, on place l'entrée du tube en bout de four. Les particules sont ainsi collectées à mesure qu'elles se forment. Le temps de fonctionnement de l'appareil varie de 6 à 15 minutes, durée notablement plus longue que pour des particules ordinaires (maximum : 3 minutes).

b) Exploration d'un dépôt radioactif au-delà de la précipitation des particules microscopiques

En prenant des paramètres convenables : champ fort, vitesse de courant d'air faible, on peut obtenir une précipitation classique dans le premier tiers de l'appareil. Avec des sphérules marquées on obtient la courbe d'activité indiquée au chapitre précédent.

Nous continuons à explorer, en déplaçant le compteur dans le sens du courant d'air, les films appliqués sur les deux autres tiers du tube. Nous nous attendons, par analogie à ce que l'on constate pour les grosses particules, à mesurer une radioactivité qui décroît jusqu'au mouvement propre et se maintient ainsi jusqu'à l'extrémité.

Au contraire, après un long espace d'activité réduite, le film émet avec une intensité accrue et mesurable.

Nous constatons que, pour des champs différents, les points d'activité maximum se correspondent.

Nous pouvons conclure : la précipitation des par-

ticules submicroniques ne suit pas les lois classiques; ces particules se précipitent au-delà de la limite de cette précipitation.

c) Inversion du pouvoir d'arrêt

Considérons une suite complète de clichés au microscope électronique, pris de 25 en 25 millimètres. Au dépôt de précipitation homogène du cliché pris le plus près possible de l'entrée se

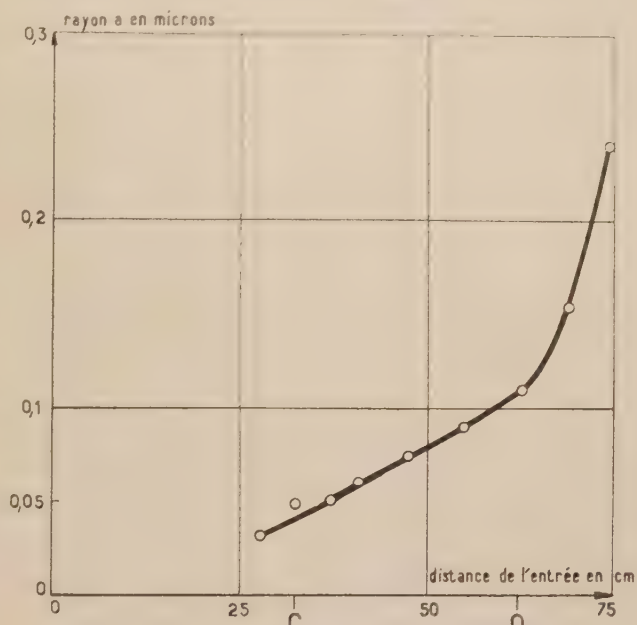


FIG. 26. — Dimension maximum des particules recueillies sur les porte-objets du microscope électronique.

substituent des dépôts où figurent des particules de plus en plus grosses à mesure que l'on se rapproche de la sortie.

Ces clichés sont ceux des figures 31 (pl. III et IV) et 32 (pl. IV, V et VI), tous de grossissement 11 800, la deuxième série se différenciant de la première par la non-élimination préalable des particules microscopiques.

Établissons la courbe qui fixe pour chaque point de l'abscisse le rayon de la plus grosse particule, ainsi que nous l'avons fait précédemment pour vérifier la loi sur les « points d'arrêt ». La courbe présente une pente positive. Elle établit donc l'arrêt des particules au-delà d'une zone d'absence qui s'étend d'autant plus loin de l'entrée que la particule est plus grosse. Le point limite d'arrêt des particules submicroniques marque le début de leur précipitation.

Considérons la courbe donnant la grandeur de la plus grosse particule déposée en fonction de la distance de l'entrée. Elle comprend nettement trois parties (fig. 26) :

1° Une région antérieure au point C ($X_{(c)} = 32$ cm) où les particules les plus grosses ne dépassent pas 0,04 de rayon. Ces particules forment un fond continu qu'on retrouve depuis la fin de la précipitation classique et qui s'atténue en suivant le sens du courant d'air.

2° une région CO ($X_{(o)} = 64$ cm) où la grosseur de la particule la plus grosse croît lentement et atteint 0,12 micron de rayon.

3° de O à la fin de la précipitation (75 cm), le rayon croît très vite et atteint 0,24 micron.

d) Etude de la répartition des sphérules précipitées

Nous pouvons distinguer, en première analyse, deux types de dépôts de particules submicroniques distincts :

1° Les dépôts des particules les plus petites pour lesquelles le début de la précipitation ne peut être observé photographiquement, parce que masqué par la précipitation classique.

2° Les dépôts des particules plus grosses pour lesquelles le microscope électronique a mis en évidence une abscisse limitant la précipitation à partir de l'entrée du tube.

La sélection des particules obéissant à l'une ou l'autre des précipitations se fait selon que leur rayon est inférieur ou supérieur à une valeur z voisine de 400 angströms (4×10^{-6} cm). Les mesures extrêmes ont donné 420 Å pour un champ de 4 200 volts/cm et 320 Å pour un champ de

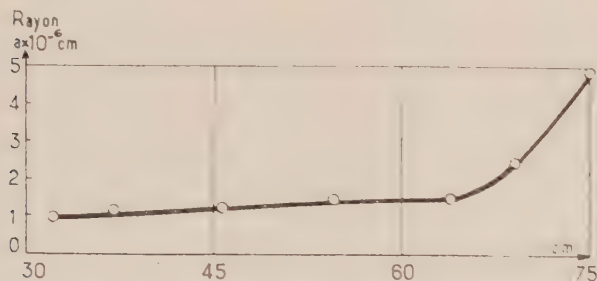


Fig. 27. — Rayon minimum des particules observées sur les porte-objets.

5 200 volts/cm. L'erreur sur ces nombres, compte tenu du « grain » des plaques photographiques et de la connaissance approchée des grandissements des appareils utilisés, est certainement inférieure à 15 %. Il convient donc de noter que z varie en raison inverse du champ électrique.

Il y a lieu de souligner l'homogénéité des plages de précipitation des particules de rayon inférieur à 0,03 micron. La dimension des particules recueillies sur une capsule donnée ne varie que de quelques

pour cent, alors que dans les autres modes de précipitation on observe la coexistence de particules dont le rapport des rayons dépasse 10. Ces particules ont

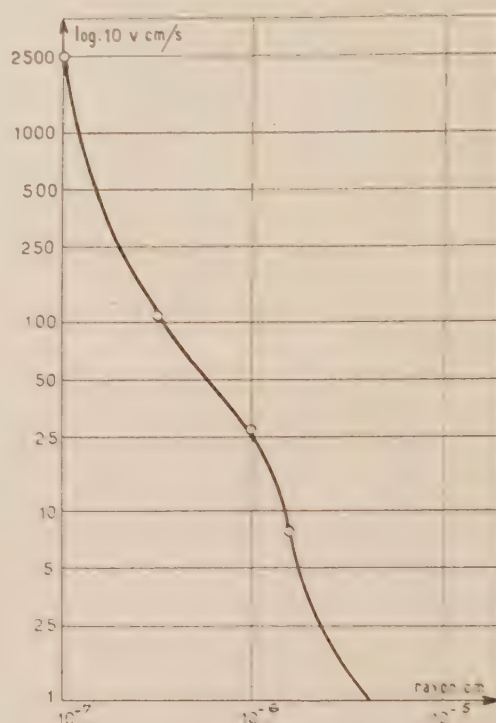


Fig. 28. — Vitesse radiale des particules porteuses d'une seule charge.

des vitesses qui ne suivent pas la loi de Stokes (Davies [41]), vitesses variant très fortement pour une faible décroissance du rayon.

TABLEAU III

Dépouillement de clichés au microscope électronique
E = 5 100 volts cm V = 60 cm sec
Variation de l'homogénéité des plages

RAYONS EXTRÊMES RAYONS MOYENS	0,01 — 0,025 0,02	0,025 — 0,0375 0,03	0,08 — 0,12 0,10	RAPPORT à maximum à moyen
<i>Distance en cm</i>				
27,8	105	30	»	1,5
37,3	100	28	»	3
46,8	139	15	»	3,5
60,0	69	26	2	4,5
69,6	19	26	40	7,5

Au contraire, lorsqu'on observe des capsules plus près de la sortie, les dimensions des particules ne

sont plus uniformes. L'étendue sur laquelle se précipitent ces dernières diminuent quand leur rayon augmente, les plus grosses ne sont observables que sur une section étroite du tube.

On peut présumer que les premières portent une charge uniforme et que leur vitesse ne dépend que de leur rayon. Pour les secondes, il faut s'attendre à une théorie compliquée.

2. COMPORTEMENT DES PARTICULES PORTEUSES D'UNE CHARGE ÉLÉMENTAIRE

Acquisition de la charge

Considérons des particules suffisamment petites pour que leurs dimensions soient voisines des distances séparant les molécules des gaz. Elles reçoivent de la part de celles-ci un nombre ν de chocs prévus par la théorie cinétique, qui est :

$$\nu = \frac{nC}{\sqrt{6\pi}}$$

C est la vitesse quadratique moyenne qui a pour valeur, lorsque le gaz considéré est l'air, 485.10^2 cm/s. n , nombre de molécules par centimètre cube, se déduit du nombre d'Avogadro :

$$n = \frac{6,6.10^{23}}{2,24.10^4} = 2,7 \times 10^{19}$$

En reprenant les résultats du chapitre précédent, qui permettent d'exprimer le nombre d'ions en fonction du champ, c'est-à-dire $\frac{4\pi rC}{E}$, on obtient le nombre de chocs dus aux ions sur la particule :

$$\nu = \frac{EC4\pi a^2}{\sqrt{6\pi}4\pi rC}$$

ou, après simplification :

$$\nu = \frac{ECa^2}{\sqrt{6\pi}re}$$

Pour fixer les idées, indiquons les valeurs de ν pour des valeurs de a , dans un champ de 3 000 volts/cm :

a^{cm}	ν
10^{-7}	1 pour 4 secondes
10^{-6}	23 par seconde.
10^{-5}	2 300 par seconde.

Notons que la particule qui reçoit en moyenne un choc ionisé par seconde a pour rayon 48 angströms.

Vitesse radiale des particules

Les particules sont soumises à la force électrique Ee (ici $e = 4,8.10^{-10}$) et subissent la résistance de l'air. Nous disposons, pour évaluer cette résistance, de la formule de Millikan :

$$R = 6\pi\zeta av \left[1 + \frac{\lambda}{a} \left(0,864 + 0,290 e^{-1,25 \frac{a}{\lambda}} \right) \right]^{-1}$$

La formule de Davies, déjà citée :

$$R' = 6\pi\zeta av \left[1 + \frac{2 \times 10^{-4}}{pd} \left(6,32 + 2,01 e^{-1,095 \frac{pd}{\lambda}} \right) \right]^{-1}$$

peut se ramener à celle de Millikan en faisant apparaître le libre parcours moyen λ :

$$R' = 6\pi\zeta av \left[1 + \frac{a}{\lambda} \left(1,957 + 0,40 e^{-1,10 \frac{a}{\lambda}} \right) \right]^{-1}$$

La parenthèse a été appelée par ces auteurs facteur de glissement. Le facteur de glissement de Davies est plus important que celui de Millikan. Par exemple, pour $a = 10^{-6}$:

$$F = 7,6 \text{ (Millikan)} \\ = 11,5 \text{ (Davies).}$$

Mais de toute façon, ces valeurs sont de même ordre et varient dans le même sens.

TABLEAU IV
Particules porteuses d'une seule charge
Etat cinématique

RAYON DES PARTICULES	CORRECTION EXPONEN- TIELLE	CORRECTION DE GLISSEMENT	VITESSES RADIALES v cm/sec		
$\frac{a}{\text{cm}}$	$e^{-1,10 \frac{a}{\lambda}}$	F	Champ 3 000 volts/cm	Champ 4 500 volts/cm	Champ 5 100 volts/cm
10^{-7}	0,98	100	1 500	2 225	2 550
$5 \cdot 10^{-7}$	0,91	20,5	65	98	110
10^{-6}	0,82	10,5	15,8	17	27
$2 \cdot 10^{-6}$	0,69	5,60	4,7	7,0	8,0
$5 \cdot 10^{-6}$	0,38	2,69	0,9	1,35	1,53
10^{-5}	0,146	1,79	0,27	0,40	0,46
$2 \cdot 10^{-5}$	0,023	1,38	0,105	0,157	0,18
$2,5 \cdot 10^{-5}$	0,008	1,15	0,076	0,114	0,13

En partant de la formule de C. N. Davies, on calcule facilement la vitesse radiale :

$$v = \frac{eE}{6\pi\zeta a} \cdot F$$

et les résultats sont reportés sur le tableau IV.

3. PARTICULES SUBMICRONIQUES PORTEUSES DE PLUSIEURS CHARGES

a) Acquisition des charges

Les auteurs qui ont abordé avant nous cette question ne sont pas arrivés à fournir des relations acceptables, soit que leurs hypothèses simplificatrices fussent arbitraires (Deutsch) soit qu'ils négligeassent des effets importants comme l'effet de doublet (White), ou que leurs formules fussent inutilisables (Arendt et Kallmann).

M. Pauthenier introduit dans le calcul de l'énergie de Boltzmann à la fois le potentiel de Coulomb dû à la charge acquise à l'instant t et le potentiel de doublet dû à la polarisation de la particule par le champ ambiant. On néglige l'effet de bombardement des ions, donc le champ ionisé constant E_0 . Au voisinage immédiat de la surface de la particule de rayon a , le bombardement purement thermique est commandé par la fonction potentiel, écrite avec les notations déjà employées :

$$U = - \left(\frac{ne}{a} + E_0 a \cos \theta \right).$$

L'énergie prise par un ion portant la charge e et au voisinage de la surface de la particule est alors :

$$- \left(\frac{ne^2}{a} + E_0 e a \cos \theta \right).$$

Cette énergie est constante sur un parallèle de latitude θ .

Sur la zone infiniment petite qui entoure ce parallèle, la quantité d'ions qui frappent la surface par seconde est donnée par l'expression :

$$\frac{dn}{dt} = N_0 \frac{v}{4} \int_0^\pi \varepsilon^{-\frac{1}{kT} \left(Eae \cos \theta + \frac{ne^2}{a} \right)} 2\pi a^2 \sin \theta d\theta.$$

v désigne la vitesse moyenne de l'agitation thermique et N_0 la densité ionique. ε est la base des logarithmes népériens.

La vitesse d'accroissement des charges pour la particule entière sera :

$$\frac{dn}{dt} = \int_0^\pi v N_0 2\pi a^2 \varepsilon^{-\frac{1}{kT} \left(Eae \cos \theta + \frac{ne^2}{a} \right)} \sin \theta d\theta$$

mais :

$$\begin{aligned} \int_0^\pi \varepsilon^{-\frac{Eae \cos \theta}{kT}} d\theta &= \int_0^\pi \varepsilon^{-\frac{Eae \cos \theta}{kT}} d(\cos \theta) \\ &= -\frac{Eae}{kT} \varepsilon^{-\frac{Eae \cos \theta}{kT}} \Big|_0^\pi \\ &= 2 \frac{ShA}{A} \end{aligned}$$

$$d'où : \frac{dn}{dt} = \frac{v}{4} N_0 2\pi a^2 \varepsilon^{-\frac{ne^2}{kT}} \frac{2ShA}{A} \quad \text{avec } A = \frac{Eae}{kT}$$

La séparation des variables est immédiate et on a, pour exprimer le nombre de charges prises par une particule neutre au bout du temps t , durée de son immersion dans le champ E , la formule :

$$n = \frac{akT}{e^2} \log \left(1 + \frac{\pi v N_0 e^2 a}{kT} \frac{ShA}{A} t \right)$$

Dans tous les cas où la formule est applicable, on peut négliger 1 devant le terme en t ; ainsi, pour le cas le plus défavorable ($a = 2 \cdot 10^{-6}$), le logarithme s'écrirait : $(1 + 4,6 \cdot 10^4 t)$.

Nous pouvons donc admettre que l'accroissement de la charge varie comme le logarithme du temps.

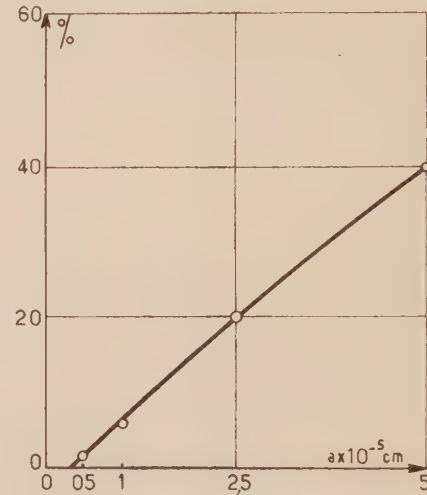


FIG. 29. — Influence du doublet dans l'acquisition de la charge par effet thermique.

Si nous considérons la vitesse quadratique moyenne c à la place de la vitesse moyenne, la charge de la particule au temps t a pour expression :

$$n = \frac{akT}{e^2} \log \left(1 + \sqrt{\frac{8\pi N_0 c e^2}{3 kT}} \frac{ShA}{A} \cdot at \right).$$

b) Vitesses radiales

La vitesse radiale communiquée à la particule chargée s'exprime par la formule déjà employée précédemment :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{F \cdot E n e}{6\pi \zeta a}$$

Dans le domaine des dimensions qui nous intéressent ici, le coefficient de glissement F est nette-

ment supérieur à 1. On peut se demander si la vitesse radiale varie toujours dans le même sens.

L'expression de la vitesse explicitant n et F (formule de Cunningham) est :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{EkT}{6\pi\zeta e} \left[\left(1 + 0,8 \frac{\lambda}{a} \right) \log \frac{\pi v N_0 e^2 t}{kT} \frac{Sh A}{A} \cdot t \right]$$

Cherchons si, pour une durée de charge t donnée, la dérivée par rapport à a de l'expression entre crochets peut s'annuler.

Cette dérivée a pour expression :

$$-0,8 \frac{\lambda}{a^2} \log \frac{Ka}{A} Sh A + \left(1 + 0,8 \frac{\lambda}{a} \right) B \frac{Ch A}{Sh A}$$

avec : $B = \frac{Ee}{kT}$, $K = \frac{\pi v N_0 e^2}{kT}$

Comme $N_0 = \frac{E}{4\pi r e}$, la valeur de $\frac{Ka}{A}$ prend la forme simple de $\frac{v}{4r}$. D'où :

$$0,8 \frac{\lambda}{a^2} \cdot \log \left(\frac{v}{r} \cdot Sh A \right) Th A - 2 \left(1 + 0,8 \frac{\lambda}{a} \right) B = 0$$

Pour des valeurs de a entre 10^{-5} et 10^{-4} microns, les seules qui nous préoccupent, on peut poser :

$$Th A \approx 1 \quad Sh A = \frac{e^A}{2}$$

D'où la valeur de a qui annule la dérivée :

$$a^2 = \frac{0,8 \lambda \cdot \log \frac{v}{8r}}{B}$$

Pour un champ $E = 5\,100$ volts/cm, $t = 1$ sec, nous trouvons :

$$a = 1,7 \cdot 10^{-5}.$$

Avec les coefficients de Davies, nous trouvons :

$$a = 2,4 \cdot 10^{-5}.$$

Les courbes de $\frac{dr}{dt}$ en fonction de a montrent que ce point de vitesse stationnaire est un minimum.

c) Comparaison avec l'expérience

1° *Point d'accumulation.* — Puisqu'il existe une série de valeurs du rayons a pour lesquelles la vitesse reste pratiquement indépendante de a , il existe une région privilégiée, marquée par une superposition de précipitations.

La radioactivité a montré qu'il existe un point d'accumulation.

La microscopie électronique a montré qu'en ce

point on trouvait des particules de $2,2 \cdot 10^{-5}$ à $2,4 \cdot 10^{-5}$ de rayon maximum suivant les expériences; ce qui est en accord avec le calcul si on utilise les coefficients de Davies.

2° La brusque remontée de la courbe reliant le rayon de la particule et le pouvoir d'arrêt, établie

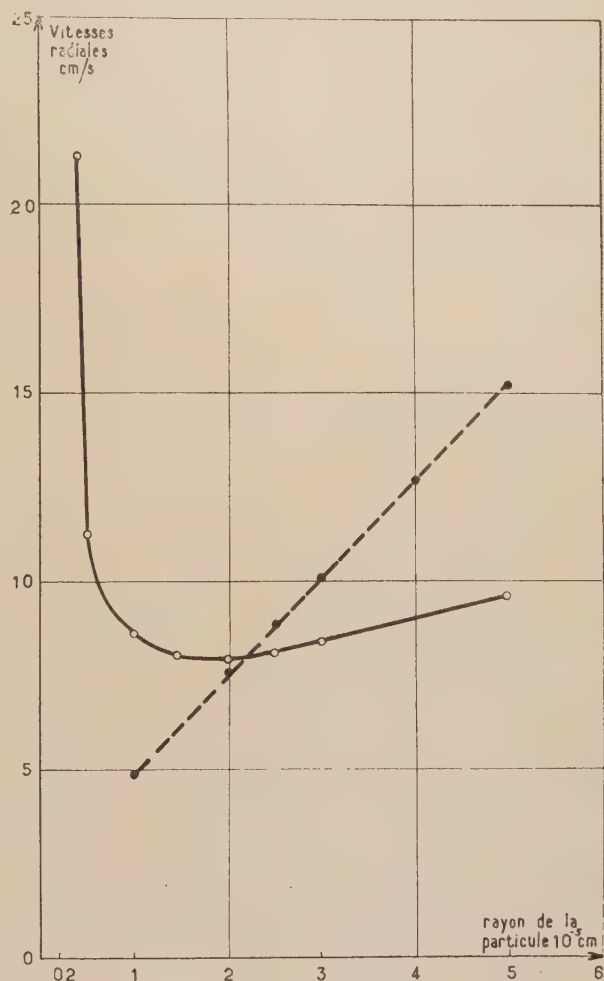


FIG. 30. — Vitesses acquises par les particules dans un champ de 5 100 V/cm.

En plein : agitation thermique.

En pointillé : bombardement ionique.

par l'expérience, s'explique par la faible variation de la vitesse radiale avec le rayon quand celui-ci dépasse 10^{-5} cm.

4. EFFET ARÉOLAIRE

Une curieuse disposition des particules sur les supports de précipitation est présentée par la photographie n° 34, planche VI. Le fait a été constaté plusieurs fois et chaque fois qu'il est apparu, nous avons noté un claquage entre le fil et les parois.

TABLEAU V

*Etat électrique et cinématique des particules
submicroniques dans un champ de 5 100 volts/cm au temps $t = 1$ seconde*

a	$5 \cdot 10^{-7}$	10^{-6}	$2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	10^{-5}	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$
$\varepsilon \frac{a}{\lambda}$	0,91	0,82	0,69	0,38	0,146	0,061	0,023	0,010	0,004	0,001
$0,4 \varepsilon \frac{a}{\lambda}$	0,364	0,327	0,275	0,152	0,056	0,024	0,009 2	0,004	0,001	0,000
F	20,45	10,50	5,60	2,69	1,79	1,508	1,379	1,303	1,251	1,151
$\frac{E e}{6\pi\xi a}$	5,1	2,5	1,27	0,51	0,255	0,17	0,127 5	0,102	0,08	0,05
$\frac{A}{ShA}$	0,1	0,2	0,4	1	2	3	4	5	6	10
$\frac{ShA}{A}$	1,001	1,006	1,026	1,17	1,81	3,34	6,82	14,7	70	1 100
$\log. Ba \frac{ShA}{A}$	6,97	7,67	8,38	9,42	10,56	11,58	12,57	13,57	15,67	18,47
n	0,63	1,4	3	8,18	18,6	31,25	45,25	61	84	166,5
$\frac{dr}{dt}$ cm/sec	—	—	21,3	11,2	8,55	8,08	7,96	8,10	8,40	9,60

Cette particularité, qui est préjudiciable dans une expérience bien conduite de précipitation normale, paraît indispensable à l'existence du phénomène. Ce qui nous conduit à émettre l'hypothèse qu'à l'origine, avant l'introduction dans le champ électrique, les particules formaient un agglomérat.

L'effet aréolaire se présente comme la disposition circulaire de particules rangées selon leur dimension, les plus grosses étant sur les orbites les plus extérieurs. Le centre est occupé par une particule de diamètre nettement plus grand. Ainsi dans le cas de l'expérience citée, la particule centrale a un rayon de 0,17 micron et une charge de 34 e .

Le rayon des orbites est sensiblement proportionnel au nombre de charges des satellites. Le calcul exact des forces coulombiennes qui agissent sur un satellite est compliqué, par le fait qu'il y a l'action réciproque des satellites à ajouter à l'effet de la particule centrale.

Quand une particule centrale grosse est entourée de particules nettement plus petites, elle écarte ces particules et forme une plage circulaire autour d'elle sans dépôt (plage « interdite »). Au bord de la plage dépourvue de dépôt, les particules se rangent sur une circonférence. Ce phénomène est beaucoup plus fréquent que l'effet aréolaire.

TABLEAU VI

Disposition et charge des particules composant l'effet aréolaire

N° DE L'ORBITE	1	2	3	4	5	6
Dimension du satellite a	$3 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$
Distance au centre l	$53 \cdot 10^{-6}$	$62 \cdot 10^{-6}$	$70 \cdot 10^{-6}$	$94 \cdot 10^{-6}$	$115 \cdot 10^{-6}$	$180 \cdot 10^{-6}$
Charge calculée q	4 e	5 e	6 e	7 e	8 e	12 e
$\frac{a}{l} \times 100$	1,13	1,05	1,0	0,95	0,7	0,67
$\frac{b}{l} \cdot 10^4$	7,5	8	8,5	7,5	7	6,7

TABLEAU VII

Comportement électrique et cinématique des particules conductrices sphériques

RAYON	CHARGE	VITESSE	OBSERVATION
10 ⁻¹	3 Ea ²	Grande (métrique) Influence de la gravité et du nombre de Reynolds	Directe
10 ⁻²		Moyenne (décimétrique) Correction du nombre de Reynolds	Microscopie optique
10 ⁻³		Continue à décroître Loi de Stokes applicable	
10 ⁻⁴	Immédiate		
10 ⁻⁵	Fonction log. de <i>t</i> Influence du doublet	Vitesse minimum	Radioactivité
10 ⁻⁶	Electron unique	Vitesse croissant avec l'inverse du rayon Coefficient de glissement considérable	Microscopie électronique
10 ⁻⁷	Acquisition de l'électron probabiliste		
10 ⁻⁸	Molécule		

A titre d'exemple, nous donnons le compte rendu
d'un prélèvement effectué dans une usine parisienne.

VI. — APPLICATIONS

Tout en poursuivant nos travaux théoriques et expérimentaux, nous avons pu adapter les nouvelles méthodes et les résultats obtenus à des applications qui semblent s'écarter quelque peu du but poursuivi.

Certaines de ces applications, mises au point tout au début de notre travail, sont d'un usage courant.

Nous avons abouti à la réalisation d'un analyseur électrique de poussières qui a été livré aux utilisateurs à plusieurs dizaines d'exemplaires.

1. APPLICATIONS SANITAIRES [44]

Les atmosphères empoussiérées des salles publiques et surtout des ateliers sont nuisibles à l'organisme humain par la masse et par le nombre et la nature des particules qu'elles contiennent en suspension. L'appareil pulmonaire est surtout sensible à des particules de diamètre voisin de 5 microns [45]. La teneur de ces atmosphères est facilement calculable si on prélève par aspiration dans le tube de précipitation un volume déterminé d'air pollué. De plus le catalogue des poussières par ordre de grandeur et par nombre est fourni par un examen au microscope, tel qu'il a été décrit dans le chapitre III.

TABLEAU VIII

*Dénombrement des poussières aux usines Fulmen
le 3 mars 1950*

Nombre de particules par décilitre d'air

	1 à 5	5 à 10	10 à 50	50 à 100	100 à 200
A. Poste de l'image :					
a) à 30 cm du sol	17 150	7 000	65 600	1 030	106
b) au niveau de la table	13 500	5 400	3 600	35	—
c) à 20 cm au- dessus de la table	15 000	11 800	2 500	35	—
B. Poste de mise en place des élé- ments à 20 cm au-dessus de la table	14 990	2 500	67	8	1

Observations :

1. La répartition des particules de 1 à 5 microns peut être considérée comme homogène dans la salle.
2. La très forte densité de particules de 10 à 50 microns au § a est due à ce que la prise d'essai a été faite au voisinage de la trajectoire de chute de la limaille.
3. Dans un milieu non perturbé, on a la relation :

$$\text{Log. } \frac{f}{100} = -ad + K$$

f = nombre de particules par décilitre,
d = diamètre, *a* = 1,94, *K* = 260.

TABLEAU IX
Vérification expérimentale pour le § B

d	2	5	10	20	40
f	21 000	4 800	1 200	145	17
f calculé	20 000	4 600	1 200	75	—

Pour l'analyse qualitative d'aérosol, surtout dans le domaine submicronique, nos méthodes peuvent rendre de grands services. La présence d'un oligo-élément dans un ensemble peut être décelée par des manipulations de quelques minutes de durée. La figure 35 montre la présence de cristaux du groupe du soufre dans une combustion de 3 décigrammes de gas-oil pendant une durée de 10 secondes; le composant principal étant un résidu carboné, le résultat a été connu moins d'une heure après le début de la recherche, temps nettement plus court que celle qu'aurait fourni la plus rapide méthode d'analyse par voie humide.

2. GRANULOMÉTRIE DES POUDRES

La granulométrie a pour but d'établir la relation entre la fréquence des particules et leur dimension

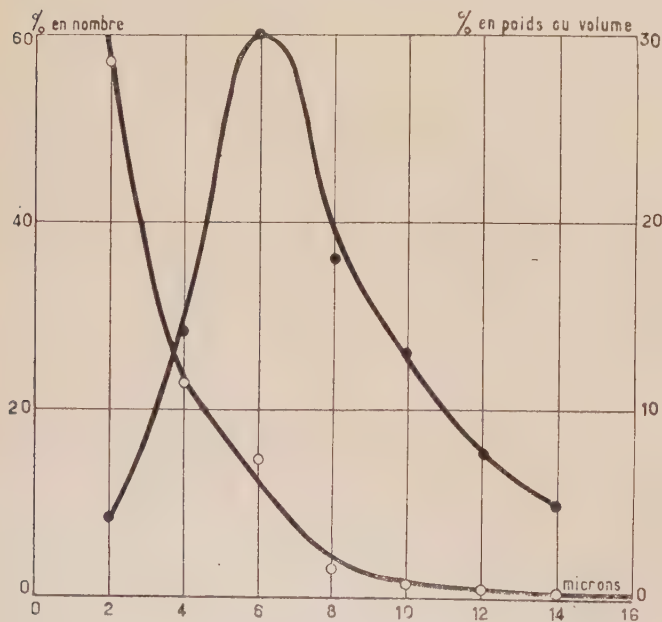


Fig. 36. — Courbe granulométrique (nombre de particules décomptées : 2 351).

pour une quantité donnée de poudre. On ramène cette mesure à celle des atmosphères empoussiérées en créant dans une enceinte une suspension de la

poudre dans l'air. L'aérosol ainsi créé passe à travers le tube de précipitation où il se dépose sur le film d'étude. C'est le pouvoir de dispersion qui est utilisé ici. On rappelle que les procédés de séparation des éléments d'une poudre sont longs et laborieux (Dalla Valle [46]). Dans notre procédé, l'observation est à même d'entreprendre son comptage, après une manipulation qui n'excède pas cinq minutes.

A titre d'exemple, nous donnons une courbe (fig. 36) dimension-fréquence d'une poudre issue du broyage de déchets de verre.

3. RÉTENTION DES PRODUITS RADIOACTIFS SOLIDES

Nous avons vu que, sous réserve de la dimension du tube, on peut retenir toutes les particules solides.

Dès 1952 [47] nos expériences prouvaient l'arrêt complet des poussières minérales radioactives et, en 1953, nous obtenions le même résultat avec les billes marquées.

En 1954, les Américains Lauterbach, Mercer, Mayes et Morrow [48] ont mesuré l'efficacité du tube de précipitation en utilisant de l'eau salée dont le sodium était marqué. Ils ont trouvé une radioactivité résiduelle de 0,002 à 0,017 %. Ces résultats, pratiquement satisfaisants, auraient été améliorés par l'utilisation d'une tube plus long. La longueur efficace de leur électrode était seulement de 7,6 cm; les autres données étaient semblables aux nôtres (diamètre : 3,7 cm; haute tension : 14 kV; vitesse du courant d'air : 21 à 32 cm/sec).

La radioactivité de l'enceinte est celle du radon, thoron, et autres composés gazeux; celle des films est due aux solides. La mesure de cette dernière à des époques plus ou moins éloignées de la date du prélèvement, permet de déterminer la durée de vie moyenne et d'identifier le ou les éléments radioactifs par des méthodes classiques.

Rappelons les travaux de J. Labeyrie [21] sur l'absorption du radon par les aérosols, méthode dont nous nous sommes inspirés au chapitre III, et qui peut servir au dosage de ce gaz.

4. DÉTERMINATION DE L'HOMOGÉNÉITÉ D'UNE POUDRE RADIOACTIVE ARTIFICIELLE. DÉPÔTS MINCES

La radioactivité du dépôt sur un film d'une poudre homogène quant à la répartition des atomes marqués dans les particules se calcule par les formules du chapitre IV. Elle est proportionnelle au

nombre de particules déposées et au cube de leur dimension. Si la courbe de radioactivité au compteur est différente de la courbe établie par les formules, c'est que la radioactivité est fixée sélectivement sur des particules de dimensions données.

On peut mesurer rapidement la densité très faible d'un dépôt si celui-ci est radioactif. Le compteur placé à un centimètre au-dessus du film et recevant un rayonnement d'une surface corrigée S est ensuite dirigé vers le récipient contenant la même substance et situé à une distance connue du compteur. Par des considérations d'angles solides élémentaires, on calcule aisément la masse d'élément marqué sur S, connaissant celle qui occupe le récipient.

5. IMAGES DE GERMES DE CONDENSATION

F. Lincke a réussi à photographier dans des conditions difficiles des noyaux de condensation de vapeur d'eau [49]. Lorsque nous faisons des prélèvements en bout de four en vue d'observations au microscope électronique, nous constatons que, si la combustion du gaz donne une quantité trop forte de vapeur d'eau et que celle-ci se dépose légèrement au cours de son passage dans le tube de précipitation, les images des dépôts sont altérées. Les particules solides se disposent en hexagones (fig. 37). Autour de l'hexagone on remarque la trace due au dépôt d'une fine gouttelette d'eau (qui s'est évaporée au cours de l'observation sous vide). Les hexagones ont des dimensions de 0,2 à 0,8 microns. Ils sont semblables à celui que Lincke a présenté sur l'unique cliché de son mémoire mais un peu plus gros (0,05 micron).

G. Vassails [50] voit dans le cliché de Lincke une preuve de « l'identité entre les noyaux de condensation et les corpuscules neutres servant de support aux gros ions ». La recherche de la structure hexagonale de ces germes sort du cadre de notre travail, mais le fait de pouvoir produire à volonté ces noyaux et de les observer facilement peut grandement aider « à préciser les propriétés de la matière à l'état finement divisé, propriétés encore fort mal connues » (G. Vassails).

VII. — CONCLUSIONS

1. Nous avons montré d'abord que le champ électrique ionisé peut être considéré comme un champ constant si l'on applique au fil ionisant une tension suffisante, supérieure à une tension mini-

um qui dépend de la polarité. Nous avons calculé les constantes de l'appareil de précipitation qui a servi aux études postérieures et montré qu'elles sont en accord avec les hypothèses émises par Popkoff.

2. Nous avons conçu et réalisé un appareil de précipitation qui peut servir à l'observation des particules au microscope optique ainsi que les dispositifs spéciaux qui permettent de recueillir les dépôts de précipitation sur le porte-objets du microscope électronique. Nous avons examiné le parti que l'on pouvait tirer des rayonnements radioactifs dans cette étude et retenu l'irradiation dans la pile comme moyen de marquer les particules. Nous décrivons l'appareil qui permet d'obtenir des particules sphériques.

3. Les particules supérieures au micron comme rayon, sont d'abord étudiées au point de vue théorique. L'acquisition quasi instantanée de la charge permet de calculer explicitement leur vitesse.

Nous montrons que dans le cas d'un entraînement des particules à vitesse axiale constante, il existe un point-limite de la précipitation dépendant du rayon. Les densités de dépôts précipités peuvent être calculées et nous montrons par des expériences où le champ électrique, la polarité ou le diamètre des particules varient, que la théorie est vérifiée.

En comparant la loi d'acquisition de la charge en fonction du temps sous sa forme exponentielle et sa forme hyperbolique, nous donnons la préférence à cette dernière.

Nous examinons le cas d'une tube étroit et montrons que l'on doit tenir compte des effets de parois. Pour des tailles de particules correspondant à des nombres de Reynolds élevés, nous indiquons les corrections à effectuer aux résultats précédents à l'aide d'abaques.

4. Les particules submicroniques sont étudiées d'abord expérimentalement. Par une expérience fondamentale de radioactivité, puis par une série d'observations au microscope électronique, nous prouvons qu'il y a inversion des vitesses radiales et qu'il existe une vitesse minimum.

La théorie récente de M. Pauthenier, fait apparaître l'effet de doublet sur la charge et l'effet logarithmique du temps sur son accroissement. A partir de ces données et de la formule de frottement gazeux due à Davies, nous montrons l'existence du minimum de vitesse en fonction du rayon de la particule (qui se trouve identique à celui observé) et nous établissons la courbe des vitesses pour des particules prenant plusieurs électrons. Au-dessous d'un rayon de 10^{-6} cm environ la particule ne capte plus qu'un électron mais sa vitesse n'en est pas

moins considérable et on obtient une troisième forme de précipitation. Certaines plages de précipitation comportent des aspects nouveaux : tel l'effet aréolaire.

5. Ces résultats nous ont permis d'appliquer la méthode à des recherches telles que : l'analyse des atmosphères empoissées, la granulométrie des poudres, la recherche des aérosols radioactifs, l'observation et la production de noyaux de condensation dans l'atmosphère humide.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] THOMSON J. J. — *Conduction of Electricity through gases*. Cambridge Press, 3^e éd., 1931. *Passage de l'électricité à travers les gaz*, 2^e éd., traduit par R. FRIC et A. FAVRE, Gauthier-Villars, 1912.
- [2] PAUTHENIER M. — La théorie de la charge électrique des poussières et les générateurs de haute tension à courant gazeux. Résultats généraux. *R.G.E.*, 1939, 45, 583.
- [3] PAUTHENIER M. et MALLARD P. — Contribution à l'étude du champ cylindrique dans l'air ionisé à la pression ordinaire. *C.R. Ac. Sc.*, 1929, 189, 635.
- PAUTHENIER M. et CHALLANDE R. — *C.R. Ac. Sc.*, 1952, 235, 28.
- [4] PAUTHENIER M. et MALLARD P. — *C.R. Ac. Sc.*, 1929, 189, 843.
- [5] ZELENY J. — *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1900, 195, 193.
- [6] LANGEVIN P. — *Ann. Chim. Phys.*, 1903, 28, 198; *Radium*, 1907, 4, 218; *Thèse*, Paris, 1902.
- [7] WELLISH. — *Phil. Mag.*, 1916, 34, 33.
- [8] BLANC A. — *J. Phys.*, 1908, 7, 825.
- [9] LOEB L. B. — *Fundamental processes of electrical discharge in gases*. J. Wiley and Sons, New York, 1939.
- [10] LAPORTE M. — *Thèse*, Paris, 1927.
- [11] POPKOV. — *Electritchestvo*, 1949, 1, 32.
- [12] CARMICHAEL H. et TUNNICLIFFE P. N. — Measurement of active dust in atmosphere. *The Journal of Indust. Hyg. and Toxicology*, 1948, 30, n° 4, 211.
- [13] SIKSNA. — Radioactivity induced from the atmospheric air investigated with photographic emulsion method. *Arkiv for geofysik*, 1950, 1, n° 6, 123.
- [14] RUTHEFORD E. — *Radioactive substance and their radiations*. Cambridge Un. Press, 1913, ch. 19.
- [15] PAUTHENIER M. et CHALLANDE R. — Précipitation des particules radioactives dans un champ ionisé intense. *C.R. Ac. Sc.*, 1953, 236, 69.
- [16] LEARY J. A. — Particle size determination in radioactive Aerosols by radioautography. *Analyt. Chem.*, 1951, 23, 850.
- [17] HAMMOND R. P. et LEARY J. A. — *Los Alamos Scientific Laboratory Rept Lams 970* (oct. 1949).
- [18] WILKENING M. H. — Natural Radioactivity use a Tracer in the Sorting of Aerosols According to Mobility. *Rev. Sc. Inst.*, 1952, 23, 13.
- [19] DEUTSCH W. — *An. der Physik*, 1922, 68, 335.
- [20] MIERDEE G. et SEELINGER R. — *Trans. Farad. Soc.*, 1936, 32, 1284.
- [21] LABEYRIE J. — Mesure de la concentration des aérosols émetteurs α . *Thèse*, Paris, 1953.
- [22] WILSON R. et BISHOP G. R. — *Proc. Phys. Soc. Lond.*, 62, 467.
- [23] CHALLANDE R. — Application de l'irradiation et de l'émission β à l'étude de la précipitation électrique de particules sphériques (microniques et submicroniques). *C.R. Ac. Sc.*, 1953, 237, 35.
- [24] PAUTHENIER M. et CHALLANDE R. — Observation des dépôts de précipitation électrique au microscope électronique. *C.R. Ac. Sc.*, 1952, 235, 1113.
- [25] MATHIEU-SICAUT M^{me}. — *Thèse*, Paris, 1950.
- [26] BERNARD R., PERNOUX E. et TEICHNER S. — Application du microscope électronique à la mesure des surfaces spécifiques. Détermination de l'efficacité d'un broyage. *J. Chim. Phys.*, 1952, 49, 146.
- [27] PAUTHENIER M. et MOREAU-HANOT M^{me}. — *C.R. Ac. Sc.*, 1931, 193, 1068.
- [28] PAUTHENIER M. et AGOSTINI L. — *C.R. Ac. Sc.*, 1934, 199, 705.
- [29] FUCHS N., PETRJANOFF I. et ROTZEIG B. — *Trans. Farad. Soc.*, 1936, 32, 1131.
- [31] PAUTHENIER M. et GUILLIEN R. — *C.R. Ac. Sc.*, 1932, 135, 115.
- [32] CHALLANDE R. — 76^e Congrès des Soc. Sav., 1951, 114.
- [33] WARSHNEY M. P. — *Thèse Ing.-Doct.*, Paris, 1952.
- [34] PAUTHENIER M. et MOREAU-HANOT M^{me}. — *J. Phys. et Rad.*, 1932, 3, 590.
- [35] KRAEMER H. F. et RANZ W. E. — Homopolar Electrification of Aerosols (*Techn. Report*, n° 7, 1952). Engineering Experimentation Station, Univ. of Illinois.
- [36] LIPSCOMB W. N., RUBIN T. R. et STURDIVAN J. H. — *J. Appl. Phys. U.S.A.*, 1947, 18, 72.
- [37] CUNNINGHAM E. — *Proc. Roy. Soc.*, 1910, 83, 357.
- [38] BRUN E., CARON R. et VASSEUR M. — *Rapport technique du G.R.A.*, n° 15, 1945.
- [39] COMOLET R. — *Thèse*, Paris.
- [40] WILKINSON. — *Ionic chambers and counters*, p. 238.
- [41] DAVIES C. N. — Symposium of Particle Size Analysis. Harrison and Sons, Londres, 1947; *Proc. Phys. Soc.*, 1945, 57, 259.
- [42] MILLIKAN J. A. — *Phys. Zeits.*, 1923, 24, 273; *Phys. Rev.*, 1923, 21, 1; 1923, 22, 218.
- [43] WHITE H. J. — *A.I.E.E. Proceeding*, 1951, 70, 1.
- [44] PAUTHENIER M., HEIM DE BALSAC H. et CHALLANDE R. — *Bull. Acad. Méd.*, 1950, 37-38, 798.
- [45] DAUTREBANDE L. — *Rev. de l'Ind. Minérale*, 1952, 33, 669.
- [46] DALLA VALLE J. M. — *Micromeritics*. Pittman Publ. Corporation, New York, 1943.
- [47] PAUTHENIER M. et CHALLANDE R. — *C. R. Ac. Sc.*, 1953, 236, 69.
- [48] LAUTERBACH K., MERGER T., HAYES A. et MORROW P. Amer. Med. Ass. — *Archives of Industrial Hygiene and Occupational Medicine*, 1954, 9, 69.
- [49] LINCKE F. — *Die Naturwiss.*, 1943, p. 31.
- [50] VASSAILS G. — *Thèse*, Paris, 1948, p. 26.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

MESURE DE LA CONCENTRATION DES AÉROSOLS ÉMETTEURS RADIOACTIFS ALPHA

Vu et approuvé :

Paris, le 9 Juin 1955

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

JEAN PÈRES

Vu et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH

